



Conception de miroirs à réseau sub-longueur d'onde pour application VCSEL dans le moyen infrarouge.

Christ-Yves Chevallier

► To cite this version:

Christ-Yves Chevallier. Conception de miroirs à réseau sub-longueur d'onde pour application VCSEL dans le moyen infrarouge.. Autre. Supélec, 2013. Français. NNT : 2013SUPL0024 . tel-01024257

HAL Id: tel-01024257

<https://theses.hal.science/tel-01024257>

Submitted on 15 Jul 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



N° ordre : 2013-24-TH



THÈSE DE DOCTORAT

DOMAINE : SPI

Spécialité : Photonique

École doctorale

Énergie, Mécanique et Matériaux

Présentée par :

Christyves CHEVALLIER

Conception de miroirs à réseau sub-longueur d'onde pour application
VCSEL dans le moyen infrarouge

Soutenue le 15 Novembre 2013

Directeur de thèse :	Frédéric GENTY	Supélec, Metz
Co-directeur de thèse :	Nicolas FRESSENGEAS	Université de Lorraine, Metz

Composition du jury :

<i>Président et Rapporteur :</i>	Nicolas BERTRU	INSA, Rennes
<i>Rapporteur :</i>	Xavier LETARTRE	CNRS, INL, Lyon
<i>Examineurs :</i>	Guilhem. ALMUNEAU	LAAS-CNRS, Toulouse
	Laurent CERUTTI	IES, Montpellier
	Joel JACQUET	Supélec, Metz

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Jean Paul Salvestrini, directeur du laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes, pour m'avoir fait découvrir le monde passionnant qu'est celui de la recherche dès mes années de lycée et de m'avoir accueilli lors de ces trois années de thèse au sein du laboratoire MOPS.

Ma thèse s'est déroulée à Supélec au campus de Metz, et je remercie également le directeur du campus, Serge Perrine, pour m'avoir donné les ressources nécessaires au bon déroulement de ma thèse.

Mes plus profonds remerciements vont surtout à mes deux directeurs de thèse, Frédéric Genty et Nicolas Fressengeas, qui ont partagé leur savoir scientifique et leur expérience du monde de la recherche. Vous êtes tout deux des directeurs exceptionnels avec des valeurs humaines remarquables, toujours disponibles pour de bons conseils. Merci à Nicolas de m'avoir invité dans cette aventure de Marsupilami et à Frédéric avec qui j'ai partagé 3 années toujours dans la bonne humeur, malgré toutes les situations difficiles que l'on a pu avoir à affronter.

Je remercie ensuite très sincèrement Xavier Letartre et Nicolas Bertru d'avoir accepté de relire ce manuscrit de thèse et pour la rédaction des rapports. Merci également à Guilhem Almuneau, Laurent Cerutti, Joel Jacquet et Abdallah Ougazzaden d'avoir bien voulu faire parti de mon jury de soutenance.

Je tiens particulièrement à remercier Joel Jacquet pour son accueil à Supélec, ses conseils avisés et ses grandes qualités humaines. Merci pour les *bonnes* blagues en passant dans notre bureau.

Je remercie également nos collaborateurs du sud, Laurent Cerutti, Guilhem Almuneau et leurs collègues pour avoir partagé avec nous l'aventure très enrichissante qu'aura été le projet Marsupilami. Merci pour nous avoir accueilli dans des contrées plus ensoleillées à Montpellier et à Toulouse lors des réunions du projet et pour m'avoir donné un aperçu du travail en salle blanche pendant quelques jours au LAAS. Je remercie surtout Youness Laaroussi, qui s'est démené pour la fabrication des structures à réseau et des VCSELs conçus lors de mon travail.

Je suis également très reconnaissant à Godefroy Kugel pour m'avoir encouragé à entreprendre une thèse.

Je souhaite aussi remercier l'école doctorale EMMA pour son accompagnement pendant ma thèse et surtout pour l'organisation des doctoriales 2012 où j'ai passé une semaine inoubliable, riche en ouvertures professionnelles et rencontres de doctorants exceptionnels. Merci à l'équipe Paris !

Un grand merci à toute l'équipe du laboratoire MOPS pour la bonne ambiance qui m'a permis de passer une thèse dans un cadre de travail très agréable, entouré de collègues vraiment sympas avec qui j'ai partagé tellement de bons moments.

Merci aux doctorants du laboratoire, qui sont bien plus que des collègues, à Charles, Mourad, Vianney, Laurent, Thomas, Marie, Joris, Thibault, Ninel, Samuel et aux autres, mais aussi à Céline et Hadrien pour tous les moments inoubliables passés en votre compagnie.

Je remercie chaleureusement toute ma famille, mes parents, ma sœur, Christophe et Callista, pour m'avoir toujours soutenu et été présent, même dans les moments difficiles.

Enfin, mais ce ne sont pas les moindres, je remercie mes amis : Robin, Christophe, Anaïs, Maguelone, Marie, Amandine et Amandine, Long, Céline et tous les autres.

Table des matières

Introduction	1
1 Les VCSELs	5
1.1 Introduction	5
1.2 Principe de fonctionnement des lasers	5
1.3 Structure des lasers à semi-conducteurs	7
1.3.1 Émission par la tranche	7
1.3.2 Émission par la surface	8
1.4 Les VCSELs dans le moyen infrarouge	9
1.4.1 Le moyen infrarouge et ses applications	9
1.4.2 Des miroirs très réfléchissants	11
1.4.3 Vers un fonctionnement monomode transverse	13
1.4.4 La polarisation	17
1.5 Conclusion	18
2 Les réseaux proche longueur d'onde	21
2.1 Le développement des réseaux à haut contraste d'indice	21
2.1.1 Des réseaux de diffraction aux réseaux proche longueur d'onde	21
2.1.2 Les réseaux à haut contraste d'indice	23
2.1.3 Les nombreuses applications des réseaux à haut contraste d'indice	24
2.1.4 Les réseaux à haut contraste d'indice : un atout majeur pour les VCSELs	28
2.2 Modélisation des réseaux à haut contraste d'indice	29
2.2.1 Les modes de Bloch	31
2.2.2 Théorie des réseaux à faible contraste d'indice	36
2.2.3 Théorie des réseaux à haut contraste d'indice	37
2.3 Les méthodes de simulation numérique des réseaux	41
2.3.1 Le choix de la méthode modale de Fourier ou RCWA	41
2.3.2 Équations de base de la RCWA	43
2.3.3 Logiciels de simulation et critère de convergence	46
2.4 Conclusion	48
3 Optimisation de la réflectivité des miroirs	49
3.1 Problématique de la conception des réseaux	49
3.1.1 Aspects technologiques de la fabrication de réseaux	49
3.1.2 Conception manuelle des miroirs à réseau	52
3.1.3 Facteur de mérite	57
3.2 Un algorithme génétique	58
3.2.1 Principe de l'algorithme génétique	59
3.2.2 La reproduction, le croisement et la mutation	59

3.2.3	Performances de l'algorithme	61
3.3	L'optimisation par algorithme à évolution différentielle	64
3.3.1	Principe de l'évolution différentielle	64
3.3.2	Performances de l'algorithme	65
3.4	Réseaux optimisés pour une application VCSEL	68
3.4.1	Miroirs à base de silicium	68
3.4.2	Réseaux à base d'antimoniures	78
3.4.3	Miroirs à base d'arseniure de gallium	82
3.5	Conclusion	85
4	Conception de miroirs robustes	87
4.1	Étude précise des tolérances	87
4.2	Amélioration manuelle de la tolérance	90
4.3	Optimisation robuste	93
4.3.1	Principe et approche retenue	93
4.3.2	Optimisation par essaim particulière	95
4.3.3	L'algorithme d'anti-optimisation	99
4.4	Conclusion	108
5	Intégration du miroir à réseau dans le VCSEL	109
5.1	Structure finale du VCSEL	109
5.1.1	Miroir à réseau	111
5.1.2	Profil d'intensité du miroir à réseau	114
5.1.3	Miroir à réseau aux dimensions finies	116
5.2	Microcavité à miroirs de Bragg	118
5.2.1	Structure	118
5.2.2	Validation des méthodes de simulation	120
5.3	Microcavité hybride	121
5.3.1	Simulations des performances du VCSEL à miroir à réseau	122
5.3.2	Résultats expérimentaux	125
5.4	Conclusion	129
	Conclusion	131
	Bibliographie	135

Introduction

L'invention du laser¹ en 1960[1] a permis de révolutionner les sources de lumière disponibles en offrant un nouveau type de source spatialement et temporellement cohérente et de qualité supérieure aux lampes conventionnelles. Un laser est obtenu par l'incorporation d'un milieu amplificateur optique placé entre deux miroirs formant une cavité résonante. Le milieu amplificateur, dont le rôle est d'émettre une radiation stimulée par l'onde piégée dans la cavité, peut être composé de matériaux à l'état solide, gazeux ou liquide. Cependant, c'est le développement des lasers à semi-conducteur en profitant du savoir faire issu des technologies de micro-électronique qui a permis de miniaturiser et d'abaisser le coût des sources laser. De très nombreuses applications ont alors vu le jour pour l'utilisation de la lumière laser comme par exemple la transmission d'informations pour les télécommunications sur fibre optique ou l'amélioration des performances des mesures optiques.

Parmi les sources laser à semi-conducteur, les VCSELs² sont en train de devenir les structures les plus courantes en raison de leur nombreux avantages en terme de coût, de qualité de faisceau, etc... Premièrement proposé en 1979 par Iga et al. [2], un VCSEL est un laser à semi conducteur dont l'émission est verticale par rapport à la surface du composant électronique. C'est cette architecture de cavité qui a permis d'abaisser les coûts de production. Cependant, cette géométrie nécessite l'utilisation de miroirs très réfléchissants généralement des miroirs de Bragg, obtenus par un empilement de couches quart d'onde formant des interférences constructives en réflexion. Aujourd'hui, les VCSELs se retrouvent dans de nombreuses applications en fournissant des performances records en télécommunication par exemple. L'une des applications pour laquelle les VCSELs sont également particulièrement bien adaptés est la spectroscopie en raison de la compacité de la structure, de la faible divergence du faisceau et de sa grande qualité spectrale.

La gamme spectrale entre 2 et 5 μm définit la plage de longueurs d'ondes du moyen infrarouge et inclut de nombreuses raies d'absorption très intenses. Le moyen infrarouge est ainsi idéal pour la détection de gaz polluants par mesures spectroscopiques (dioxyde de carbone, méthane, monoxyde de carbone...) mais peut également être utilisée en médecine ou en défense pour la détection d'autres espèces chimiques. Historiquement, les structures VCSELs ont été développées majoritairement pour des applications de télécommunication à des longueurs d'onde autour de 900 nm et dans le proche infrarouge à 1.3 μm et 1.55 μm . Ces structures sont basées sur les alliages à base d'arseniure de gallium (GaAs) ou de phosphure d'indium (InP). Cependant, ces matériaux ne sont pas vraiment adaptés pour fabriquer des composants fonctionnant dans le moyen infrarouge. La longueur d'onde de 2.3 μm semble ainsi être le maximum atteignable avec des VCSELs à base d'InP. Au-delà, la

1. LASER : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation – Amplification de la lumière par émission stimulée de rayonnement

2. Vertical Cavity Surface Emitting Laser – Laser à cavité verticale émettant par la surface

contrainte nécessaire dans les structures devient trop forte. Les matériaux antimoniures, quant à eux, ont été utilisés avec succès pour développer des structures VCSELs émettant dans le moyen infrarouge. Cependant, bien que la filière GaSb ait montré son efficacité pour des émissions laser à de grandes longueurs d'onde supérieures à 3 μm , l'émission des VCSELs antimoniures reste limitée à une longueur d'onde maximale de 2.62 μm [3]. En effet, l'une des difficultés majeures rencontrée dans le moyen infrarouge pour le développement de VCSELs est la grande épaisseur des miroirs de Bragg qui limite alors les propriétés optiques, électriques et thermiques du composant laser.

Un nouveau type de miroir a été proposé dans la littérature il y a quelques années pour s'affranchir de l'importante épaisseur des miroirs de Bragg. Composé d'un réseau dont la périodicité est proche de la longueur d'onde (comprise entre $\lambda/2.5$ et λ) et d'un haut contraste d'indice entre les barres du réseau et le milieu environnant, ces structures périodiques ont montré des performances optiques extraordinaires [4] (filtre, polariseur, cavité résonante...). Avec seulement une couche réseau reposant sur une couche bas indice, il est ainsi possible d'obtenir une réflectivité équivalente à celle des miroirs de Bragg. Cette structure présente l'avantage supplémentaire de polariser la lumière réfléchie. Les miroirs à réseau à haut contraste d'indice ont alors été très rapidement proposés pour une intégration VCSEL permettant ainsi de résoudre le problème d'instabilité en polarisation du faisceau émis.

L'intégration des miroirs à réseau dans les structures VCSELs a été démontré pour des longueurs d'onde comprises entre 850 et 1550 nm dans les systèmes de matériaux GaAs et InP [4]. La substitution d'un miroir de Bragg par un miroir à réseau dans les structures VCSELs antimoniures restait inédite avant le présent travail. Cette insertion correspond ainsi au thème central du projet ANR Marsupilami (Miroir À Réseau SUB-longueur d'onde Pour application LASer dans le Moyen Infrarouge) regroupant les trois laboratoires IES, LAAS et LMOPS et dans le cadre duquel s'est inscrite cette thèse. Avec ce projet, l'objectif était d'améliorer les propriétés des VCSELs antimoniures grâce à un gain d'un facteur 10 sur l'épaisseur du miroir supérieur ainsi qu'une stabilisation de la polarisation du faisceau, atout considérable pour les mesures spectroscopiques.

Les trois laboratoires avaient chacun un rôle bien défini au sein du projet :

- L'Institut d'Électronique Sud (IES) à Montpellier, et plus précisément le groupe Nanomir, un des leaders mondiaux de l'épitaxie par jet moléculaire de structure lasers antimoniures, était chargé de la fabrication et la caractérisation de la partie semi-conductrice des VCSELs émettant dans le moyen infrarouge.
- Le Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) à Toulouse avec l'équipe PHOTO, mettait à disposition la plateforme de micro et nanotechnologies de sa centrale de technologie pour la fabrication et la caractérisation des miroirs à réseau principalement.
- Le Laboratoire Matériaux Optiques Photonique et Systèmes (MOPS) à Metz était chargé de la conception et de la simulation de la structure miroir à réseau.

C'est donc dans le cadre du projet Marsupilami que s'est déroulé mon travail

de thèse au laboratoire MOPS où l'étude et la conception de structures réseaux à haut contraste d'indice représente une nouvelle activité. Plus précisément, les tâches concernées consistent à modéliser les réseaux proche longueurs d'onde afin d'en déterminer les propriétés en réflexion, puis de concevoir une structure réseau ayant les performances miroirs requises pour l'intégrer dans une diode VCSEL à base d'antimoniures, tout en respectant les contraintes et problématiques liées à ces composants et leurs techniques de fabrication.

Ce manuscrit récapitule ainsi les travaux et principaux résultats obtenus lors de ce travail de thèse :

Un premier chapitre détaille de manière plus précise les structures VCSELs émettant dans le moyen infrarouge, avec un rappel historique de leur développement ainsi que les performances atteintes par ce type de dispositif aujourd'hui. Les différentes problématiques liées à ces composants sont alors évoquées, ainsi que les solutions envisagées pour les résoudre.

Dans un deuxième chapitre, les réseaux proche longueur d'onde à haut contraste d'indice sont introduits avec une revue des performances extraordinaires atteignables par ces structures dans de nombreux domaines d'applications. Le phénomène physique à l'origine des propriétés inattendues de cette classe de réseaux est ensuite développé analytiquement en se plaçant dans le cas donnant lieu au mécanisme de haute réflectivité utilisé dans ce travail de thèse. Enfin une méthode de simulation numérique spécialement développée pour l'étude de structures périodiques, la RCWA³, est décrite dans ce chapitre pour calculer la réflectivité de structures périodiques quelconques rapidement.

Le troisième chapitre est consacré à la méthode utilisée pour concevoir les réseaux à haut contraste d'indice. Il débute par une description des aspects technologiques liés à la fabrication de réseaux proche longueur d'onde et définit de manière précise les performances nécessaires aux miroirs des VCSELs. La méthode de conception retenue est alors d'utiliser un algorithme d'optimisation pour dimensionner automatiquement les paramètres géométriques du miroir. Plusieurs solutions ont ainsi été explorées pour proposer différentes voies de fabrication en suivant les contraintes technologiques imposées par les équipements des laboratoires partenaires.

Le quatrième et avant dernier chapitre décrit une étude précise des tolérances afin de s'assurer du bon fonctionnement de la structure en tenant compte des erreurs de fabrication. En effet, tenir compte des précisions des méthodes de fabrication s'avère crucial en raison des dimensions proche longueur d'onde de la structure réseau. Ces travaux ont ainsi mené au développement d'un algorithme d'optimisation robuste pour tenir compte à la fois des performances et de la robustesse de la structure lors de sa conception.

Enfin, le chapitre final concerne l'intégration du miroir à réseau dans la structure VCSEL complète. Tout d'abord, la phase et l'impact du nombre de périodes du miroir à réseau obtenu précédemment ont été modélisés pour dimensionner la cavité laser. Puis, des simulations de l'ensemble de la structure VCSEL ont été

3. Rigorous Coupled Wave Analysis – Analyse rigoureuse par ondes couplées

réalisées. Cette thèse se clôt finalement par une présentation des premiers résultats expérimentaux obtenus par les partenaires du projet Marsupilami.

CHAPITRE 1

Les VCSELs

1.1 Introduction

L'émission laser dans le domaine spectral du moyen infrarouge entre 2 et 3 μm représente un grand intérêt compte tenu des applications en spectroscopie et médecine présentes à ces longueurs d'onde. Différentes géométries de sources lasers à base de semi-conducteurs peuvent être utilisées pour obtenir une émission dans le moyen infrarouge. Actuellement, le développement des lasers à cavité verticale à émission par la surface (VCSEL – Vertical Cavity Surface Emitting Laser) reste un défi dans cette gamme spectrale mais leur disponibilité permettrait d'obtenir des avantages non négligeables en terme de coût, d'économie d'énergie et de qualité de faisceau.

Dans une première partie, un bref rappel sur les lasers sera énoncé. Ensuite, une deuxième partie introduira les structures lasers à semiconducteurs, puis une dernière partie discutera des principales problématiques des structures VCSELs dans le moyen infrarouge et les solutions envisagées pour y remédier.

1.2 Principe de fonctionnement des lasers

L'utilisation du phénomène d'émission stimulée introduit par A. Einstein en 1917 permet de créer un faisceau de lumière spatialement et temporellement cohérente grâce à la mise en place d'un système laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Le laser est un oscillateur optique résonant composé d'un milieu actif placé à l'intérieur d'une cavité formée de deux miroirs (Figure 1.1).

Pour obtenir un phénomène d'émission stimulée suffisamment conséquent pour atteindre l'effet laser, il doit y avoir plus de porteurs à l'état excité que de porteurs à l'état fondamental dans le milieu actif. Cette condition d'inversion de population est possible uniquement par un apport d'énergie extérieure à l'aide d'une pompe. L'excitation des porteurs par la pompe peut se faire de manière optique ou électrique. Plusieurs mécanismes de dés-excitation sont alors possibles parmi lesquels l'émission spontanée et l'émission stimulée sont à l'origine de l'obtention d'un rayonnement laser. Les photons émis de manière spontanée peuvent être multipliés par le processus d'émission stimulée dans lequel un photon incident induit la dés-excitation d'un porteur produisant un deuxième photon aux caractéristiques identiques : même fréquence, même phase, même direction de propagation et même polarisation. En favorisant le phénomène d'émission stimulée grâce à l'utilisation d'une cavité, il est ainsi possible d'obtenir un faisceau de grande cohérence temporelle et spatiale, une grande pureté spectrale et une faible divergence. C'est le rayonnement laser.

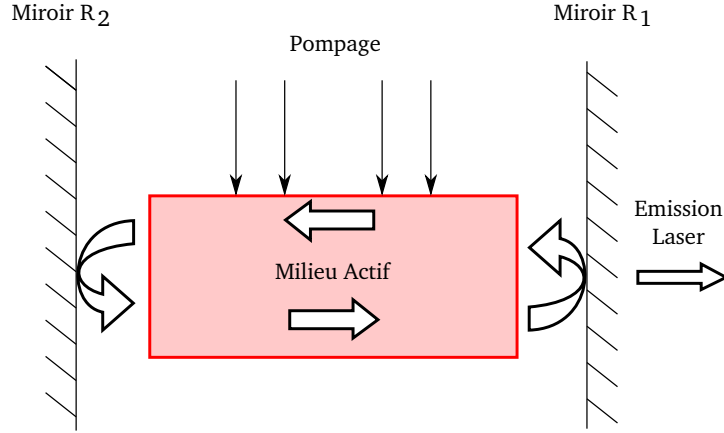


FIGURE 1.1 – Schéma du principe de fonctionnement d'un laser

Le phénomène d'émission stimulée permet d'atteindre l'effet laser si deux conditions sont remplies. La première impose qu'après un aller-retour dans la cavité, la phase du photon soit maintenue constante. La cavité doit donc introduire un déphasage multiple de 2π pour un aller retour, soit une longueur L de cavité d'indice optique n à la longueur d'onde λ :

$$L = \frac{p\lambda}{2n}, \text{ avec } p = 0, 1, 2, \dots \quad (1.1)$$

La seconde condition porte sur le gain g du milieu amplificateur qui doit au moins compenser les pertes totales pour un aller-retour dans la cavité pour atteindre et maintenir l'effet laser. Dans un laser, les pertes optiques proviennent des imperfections des miroirs, dont les coefficients de réflexion en puissance R_1 et R_2 sont inférieurs à 1, et de l'atténuation du milieu représenté par α .

Après un aller-retour de longueur $2L$ dans la cavité, l'intensité de l'onde lumineuse à l'intérieur de la cavité varie de $I(0)$ à $I(2L)$ selon l'expression :

$$I(2L) = I(0) \exp[(g - \alpha)2L] R_1 R_2 \quad (1.2)$$

Le seuil laser est alors atteint lorsque l'intensité dans la cavité après un aller-retour $I(2L)$ est supérieure à l'intensité initiale $I(0)$, c'est à dire que le gain g permet de compenser les pertes dans la cavité :

$$g \geq \alpha + \frac{1}{2L} \cdot \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.3)$$

Il existe différents types de milieux amplificateurs permettant l'obtention du gain pour créer une cavité laser en fonction des longueurs d'onde et des applications visées. On peut citer, de manière non exhaustive, les lasers à gaz, à l'état solide utilisant un cristal comme milieu amplificateur, à colorant, à semi-conducteurs, etc...

C'est sur ce dernier type de structure laser que vont se porter les travaux présentés ici.

1.3 Structure des lasers à semi-conducteurs

Parmi les sources laser à semi-conducteurs, deux catégories de sources dominent actuellement le marché. La première inclut les lasers à émission par la tranche, largement utilisés dans le stockage optique de données. La deuxième catégorie repose sur une structure laser émettant par la surface dont la maturation est plus récente mais qui gagne rapidement des parts de marché [5] grâce à la grande croissance des marchés de télécommunications, application majeure de ce type de structures, et du déclin actuel des solutions de stockage optique face à l'essor du stockage électronique (SSD, mémoires flash, ...) et internet.

1.3.1 Émission par la tranche

Le premier laser développé par T. Maiman en 1960 [1] utilisait un cristal de rubis comme milieu amplificateur du rayonnement avec un dopage optique par lampes flash. Les premiers lasers à semi-conducteurs sont apparus ensuite en 1962 basés sur une simple jonction pn sur un substrat de GaAs[6]. C'est ce dispositif de laser qui s'est perfectionné jusqu'à nos jours pour former l'un des principaux types de structure : les lasers à émission par la tranche (EEL pour Edge Emitting Laser).

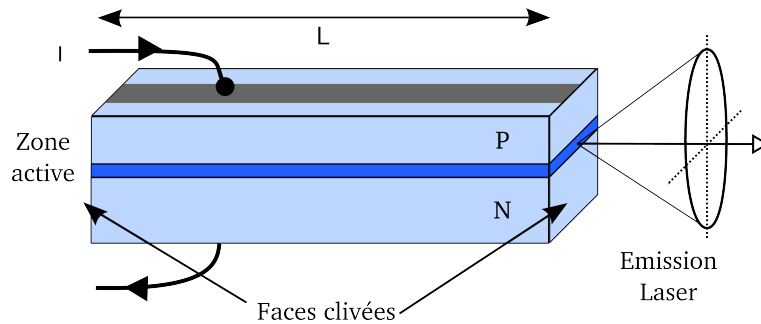


FIGURE 1.2 – Schéma d'un laser à semi-conducteur à double hétérostructure à émission par la tranche

Typiquement, ce type de laser est formé de nos jours d'un empilement de type pin . La zone intrinsèque contient le matériau amplificateur et est entourée par 2 autres matériaux de plus grand gap dopés n ou p et jouant le double rôle d'injection de courant et de confinement optique. Les deux faces de la diode sont obtenues par clivage et rendues parallèles à une précision de l'ordre de la longueur d'onde afin de créer une cavité résonante (Figure 1.2). Le dispositif émet donc le rayonnement laser par l'un de ses bords, dans le plan des couches. Ce mode d'émission a pour conséquence une asymétrie du faisceau laser qui est plus divergent dans la direction perpendiculaire au plan de la jonction. La faible réflectance d'environ 30 % des faces clivées de la diode impose d'après l'équation (1.3) d'avoir un gain suffisamment grand

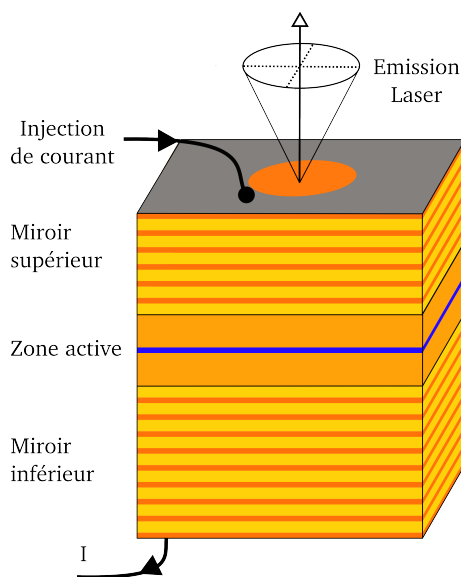


FIGURE 1.3 – Structure laser à semi-conducteur pour les VCSELs

pour compenser ces pertes. La longueur de la cavité est donc grande (10^2 à $10^3 \lambda$) et l'émission se fait sur plusieurs modes longitudinaux. D'autre part, même si cette structure est simple, il est nécessaire de cliver ou graver les faces ce qui complexifie le procédé de fabrication [7].

Les lasers émettant par la tranche possèdent néanmoins un grand intérêt grâce à leur capacité à émettre un faisceau de forte puissance, atout indispensable lors de l'écriture optique de données (lecteur/graveur CD-ROM, DVD, Blu-ray, ...). Il est également possible d'améliorer les propriétés du faisceau laser de ce type de structures en les rendant monomodes par la gravure d'un réseau sur la surface du composant afin de favoriser l'effet laser pour un seul mode longitudinal de la cavité. La cavité laser n'est dans ce cas plus définie par les facettes de la diode à la manière d'une cavité Fabry-Perot, mais par une réflexion distribuée le long du réseau. On parle alors de lasers à contre-réaction distribuée (Distributed Feedback – DFB). La résonance de la cavité est ainsi déterminée par la période du réseau, ce qui offre un meilleur contrôle de la longueur d'onde d'émission lors de la fabrication, mais complexifie le procédé de fabrication.

1.3.2 Émission par la surface

Très peu de temps après la mise au point des premières diodes à émission par la tranche, le concept de laser à émission par la surface a été proposé. Le premier effet laser dans une structure où la direction d'émission est longitudinale à la direction du courant a été obtenu à partir d'une jonction InSb émettant à $5.2 \mu\text{m}$ [8]. Cette structure présente l'avantage d'avoir une grande zone d'inversion, et donc de gain, et la cavité est formée entre un miroir métallique recouvrant la face inférieure et une surface supérieure polie. Quelques années plus tard, Kenichi Iga et al. proposèrent

le concept de laser à cavité verticale pour aboutir aux structures VCSELs (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) aujourd'hui à la base des lasers émettant par la surface. Le premier VCSEL à base de GaAs fonctionnant à température ambiante a ainsi été réalisé en 1984 [9] par Iga et al. avec une émission pulsée à 870 nm.

Des les premiers travaux sur les lasers à émission par la surface, les principaux avantages d'une telle structure étaient déjà énoncés [8]. Aujourd'hui, les diodes VCSELs permettent de combiner de nombreux avantages [10, 11, 12] :

- Faible consommation (Seuil laser record $< 50 \mu\text{A}$, rendement $> 50 \%$)
- Faible divergence
- Faisceau circulaire, couplage facile avec une fibre
- Test en cours de fabrication, réduction des coûts
- Large gamme de température ($> 125^\circ\text{C}$)
- Longue durée de vie (10^7 heures)
- Fort potentiel de modulation (55 Gb/s [13])
- Intégration matricielle : forte puissance multiwatt ($> 230 \text{ W}$ en continu [14]) ou multiplexage spatial

Les hautes performances des VCSELs en font une source de lumière de choix pour de très nombreuses applications. La plus importante concerne le transfert de données par fibres optiques non seulement en télécommunications mais aussi pour les réseaux informatiques locaux. On peut également lister de manière non exhaustive de nombreuses applications dans le domaine des capteurs pour la détection d'espèces chimiques, la détection de distance, la mesure de vitesse sans contact (souris d'ordinateur), l'impression laser, etc...

La structure VCSEL a été appliquée à de nombreux systèmes de matériaux semi-conducteurs afin d'obtenir une émission aujourd'hui dans un large spectre de longueurs d'ondes (Tableau 1.1).

1.4 Les VCSELs dans le moyen infrarouge : un défi toujours d'actualité

Alors que le développement de VCSELs émettant dans le proche infrarouge est très mature en raison de la forte demande du marché des télécommunications, la fabrication de structures VCSELs émettant dans le moyen infrarouge entre 2 et 3 μm reste encore aujourd'hui un défi.

1.4.1 Le moyen infrarouge et ses applications

La gamme spectrale du moyen infrarouge peut être définie comme l'ensemble des longueurs d'onde comprises entre 2 et 12 μm . Dans cet intervalle spectral, trois fenêtres de transparence de l'atmosphère apparaissent entre 2–2.5 μm (Bande I), 3–5 μm (Bande II) et 8–12 μm (Bande III). Ces fenêtres sont déjà exploitées pour des

TABLE 1.1 – Gammes spectrales d’émission des structures VCSELs basées sur différents matériaux.

Matériaux	Longueur d'onde	Exemples d'applications
GaN	400 – 500 nm	“VCSEL violet, bleu et vert” [15] Détection d’espèces chimiques, stockage optique haute densité, affichage, impression laser
AlGaInP	630 – 700 nm	“VCSEL rouge” [16] Transmission de données par fibres optiques en polymères (POF)
GaAs	650 – 1300 nm	Transmission de données haute fréquence [13] 55 Gb/s à $\lambda = 850$ nm
GaInNAs	1300 nm	Transmission de données [17] 10 Gb/s sur 20 km de fibre SMF
InP	1300 – 2300 nm	Transmission de données longues distances [17] 12.5Gb/s à $\lambda = 1.3$ μm et 1.55 μm fibre SMF spectroscopie
GaSb	2000 – 2630 nm	Spectroscopie, médecine, défense [11]
CdHgTe	2600 – 3000 nm	Spectroscopie, médecine, défense [18]
Sels de Plomb	3000 – 8000 nm	Spectroscopie, médecine, défense [18]

applications militaires telles que l’imagerie infrarouge ou la contre-mesure. Toutefois, l’un des atouts majeur de cette plage de longueur d’onde réside dans la présence de fortes raies d’absorption (Fig. 1.4) pour de nombreux gaz nocifs (CO , NO_2 , H_2S , ...) ou responsables de l’effet de serre (CO_2 , CH_4 , ...). Le développement de VCSELs émettant à ces longueurs d’onde se révèle être d’un grand intérêt compte tenu de ses nombreux avantages de coût et de faible consommation. En effet, avec une accordabilité en longueur d’onde contrôlée directement par le courant d’injection ou la température, il est possible de réaliser des mesures spectroscopiques précises en balayant en longueur d’onde une raie spectrale d’absorption [19] (Tunable diode laser absorption spectroscopy) avec un dispositif compact dont la sensibilité est de l’ordre du ppm. La mise à disposition de nouvelles sources VCSELs émettant dans le moyen infrarouge offrirait également de nouvelles opportunités pour le développement d’applications en médecine [20] (aide au diagnostique [21], chirurgie laser [22], suivi médical de glucose [23]...) ou de communication optique en espace libre.

Plusieurs systèmes de matériaux peuvent être utilisés pour obtenir un dispositif VCSEL émettant au delà de 2 μm . Les composants basés sur InP, largement étudiés et développés compte tenu de leur application à 1.55 μm pour les télécommunications, sont également capable d’émettre dans la gamme de longueur d’onde du moyen infrarouge. Le développement de ce type de laser a déjà permis la mise au point de détecteurs de gaz fonctionnant à une longueur d’onde de 2.3 μm [19]. Cependant, l’émission de structures VCSELs basées sur InP semble limitée à 2.3 μm [24] et un changement de matériaux a été nécessaire pour obtenir un effet laser à de plus

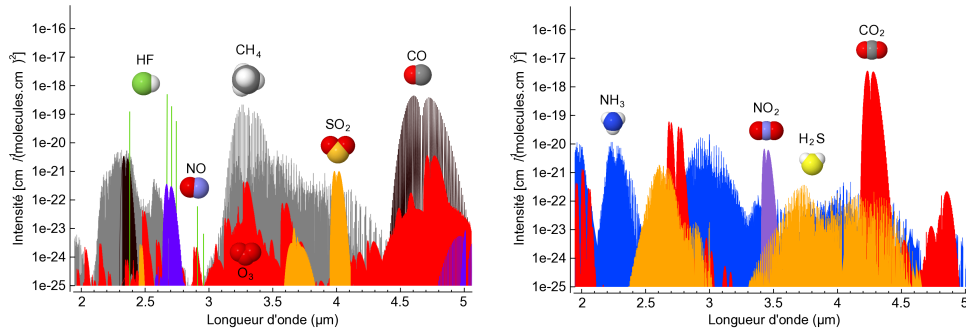


FIGURE 1.4 – Spectres d'absorption de quelques gaz polluants présentant de fortes raies d'absorption dans le moyen infrarouge.

grandes longueurs d'ondes

Pendant ces dix dernières années, le développement de structures VCSELs à base d'antimoniure émettant au delà de $2\ \mu\text{m}$ a été le sujet de nombreux travaux dont un résumé est présenté dans le Tableau 1.3 page 20. La croissance de matériaux III-V à base de GaSb, InAs, InSb, AlSb ainsi que des combinaisons ternaires, quaternaires ou même quinaires de ces éléments est possible sur substrat GaSb car ils possèdent tous un paramètre de maille proche de $6.1\ \text{\AA}$ [25]. Ce grand choix d'alliages permet d'obtenir une grande variété d'indices optiques et de possibilités d'alignement des bandes de conduction et de valence. De plus ces alliages possèdent une très bonne mobilité de porteurs et leur dépôt par épitaxie par jet moléculaire est aujourd'hui bien maîtrisé ce qui permet d'obtenir des couches de qualité comparable à celles obtenues dans la filière GaAs.

Le développement de structures VCSELs dans le moyen infrarouge doit cependant faire face aux défis qu'impose l'orientation verticale de la cavité. Les principaux défis abordés au long de ce travail de thèse sont listés dans les paragraphes suivants.

1.4.2 Des miroirs très réfléchissants

Contrairement aux diodes à émission par la tranche qui possèdent une grande longueur de cavité, la structure des composants VCSELs possède une cavité courte, de l'ordre de la longueur d'onde permettant ainsi d'avoir une émission monomode longitudinale. Cet avantage a un coût non négligeable, en effet, d'après l'équation (1.3) de gain, la courte longueur de milieu amplificateur impose l'utilisation de miroirs possédant de très forts coefficients de réflexion, supérieur à 99.5 %. Pour parvenir à ces miroirs ultra-réfléchissants, des réflecteurs à réseau de Bragg (DBR pour Distributed Bragg Reflector) sont généralement utilisés.

Les miroirs de Bragg sont réalisés à partir d'un empilement de couches parallèles d'indices optiques différents. Leur fonctionnement repose sur un phénomène d'interférences constructives entre les ondes réfléchies à chaque interface entre deux couches. Ces interférences sont obtenues si la condition d'accord de phase des ondes

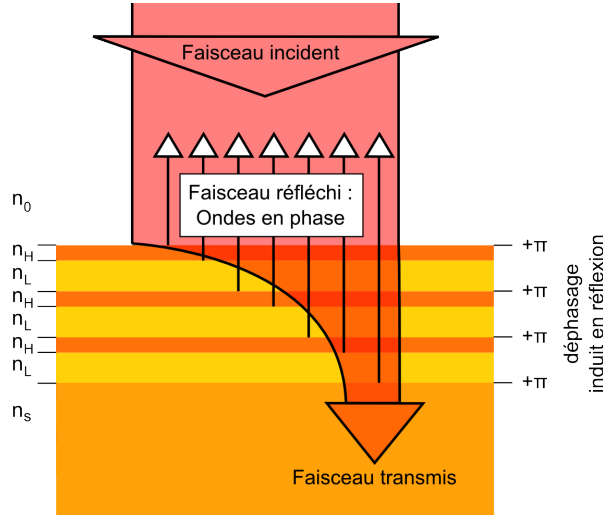


FIGURE 1.5 – Principe du miroir de Bragg. Les ondes réfléchies à chaque interface interfèrent constructivement pour former l'effet miroir.

est respectée, c'est à dire que les ondes réfléchies doivent être partout en phase. Pour une épaisseur de $\lambda/4n$, le déphasage subi par une onde est de $\delta = 2\pi nd/\lambda = \pi/2$. Sachant qu'une réflexion d'un milieu de faible indice n_1 sur un milieu de fort indice n_2 s'accompagne d'un déphasage de π , le déphasage total pour un aller-retour dans une paire quart d'onde est alors de 2π (Figure 1.5).

La réflectivité de ce type de miroir dépend du nombre de paires quart d'onde empilées et de l'écart d'indice entre les deux matériaux. Pour atteindre des grandes valeurs de réflexion R_{max} , il faut combiner un grand nombre de couches ayant le plus grand écart d'indice possible [26] :

$$R_{max} = \left| \frac{r - 1}{r + 1} \right|^2 \quad (1.4)$$

Avec pour un nombre pair de couches $2N$:

$$r = \frac{n_2}{n} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}$$

et dans le cas impair $2N+1$:

$$r = \frac{n_1^2}{n_2 n} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}$$

En pratique, il existe cependant une limite au nombre de couches que l'on peut combiner pour améliorer la réflectivité. En effet, la qualité des matériaux utilisés dans les miroirs n'étant pas parfaite, l'absorption des miroirs de Bragg n'est jamais totalement nulle et limite la réflectivité dans le cas pratique. L'empilement de couches quart d'onde possédant une excellente qualité optique est donc un point crucial dans la fabrication des structures VCSELs.

La fabrication de miroir de Bragg dans le moyen infrarouge peut se faire à partir de matériaux diélectriques qui permettent d'accéder à un très grand écart d'indice (~ 2 pour SiO_2/Si) et donc un coefficient de réflexion supérieur à 99.8% pour seulement 4 paires quart onde [27]. L'utilisation de matériaux diélectriques isolants impose en revanche de déposer des contacts électriques intra-cavité ou latéraux. Il est toutefois possible de fabriquer l'ensemble de la structure VCSEL de manière monolithique¹ tout en obtenant un effet miroir avec une réflectivité supérieure à 99.7 % grâce à un empilement de couches AlAsSb et GaSb. Le choix de ce type de matériaux quant à lui impose l'utilisation d'au moins 20 paires de couches quart-d'onde pour pouvoir atteindre une valeur de réflectivité supérieure à 99.5 % en raison d'un plus faible écart d'indice d'environ $\Delta n \sim 0.6$ [28]. L'épaisseur des miroirs de Bragg étant liée à la longueur d'onde, un VCSEL composé de 2 miroirs de Bragg AlAsSb/GaSb atteint 12 à 20 μm [25]. Avec l'augmentation de l'épaisseur de la structure, le dépôt des couches par épitaxie par jet moléculaire devient critique car il est nécessaire d'être capable de maîtriser avec précision l'ensemble des paramètres de croissance pendant une durée pouvant dépasser 15 heures. De plus, les propriétés thermiques, électriques et optiques de diodes présentant une telle épaisseur diminuent et la réalisation de composants fonctionnels reste aujourd'hui un défi.

Par ailleurs, un composant VCSEL étant basé sur une jonction pn , la partie supérieure de la structure doit être dopée p par incorporation de Beryllium par exemple. Il a été montré que ce type de dopage dans les matériaux III-Sb engendrait une résistivité de deux ordres de grandeurs plus élevée ainsi que des pertes optiques au moins 3 fois plus importantes comparé aux zones dopées n [28]. Les structures VCSELs utilisant le système de matériaux III-Sb sont donc généralement conçues pour utiliser le moins de matériau dopé p possible. Grâce à l'introduction d'une jonction tunnel [29] au dessus de la zone active, il est ainsi possible de fabriquer des dispositifs VCSELs composés de deux miroirs dopés n [30].

Malgré le gain de performances obtenu en utilisant deux miroirs GaSb de type n , les structures monolithiques restent très épaisses et donc résistives ce qui limite les performances thermiques, optiques et électriques et nécessite un contrôle très précis de l'épitaxie pendant plus de dix heures.

1.4.3 Vers un fonctionnement monomode transverse

Bien que la faible longueur de cavité des structures VCSELs permette une émission monomode longitudinale, le faisceau laser émis n'est pas obligatoirement monomode transverse. En effet, la dimension latérale de la zone d'émission peut être grande et supporter plusieurs modes transverses. La conception de structures VCSELs monomodes, qui représente aujourd'hui la moitié du marché des VCSELs [5], permet d'obtenir un faisceau de plus grande qualité spectrale, avec un meilleur degré de cohérence et une divergence plus faible que les lasers traditionnels émettant par la tranche. Une émission monomode présente des avantages pour de nombreuses

1. On parle de structure monolithique lorsque le dépôt de l'ensemble des couches est réalisé en une seule étape de fabrication, par épitaxie par jets moléculaire par exemple.

applications dont les principales sont décrites dans le Tableau 1.2. Afin d'obtenir une émission monofréquence, la dimension latérale de la cavité doit être réduite par un confinement latéral électrique ou optique. Cette réduction de la zone de pompage s'accompagne d'une réduction du courant de seuil et donc d'une diminution de la consommation électrique du dispositif, au détriment de la puissance émise. Historiquement, la première méthode de confinement développée consiste à créer une zone de forte résistivité par implantation ionique afin de guider le courant vers une zone restreinte [31]. La création de défauts dans la structure cristalline lors de l'implantation ionique permet également d'augmenter les pertes optiques et donc de confiner le mode optique dans la zone non implantée. Cependant, ces défauts restent problématiques car ils créent des pertes lors de recombinaisons non radiatives pour les porteurs ainsi que de la diffusion et diffraction du mode optique résonant. De plus, l'implantation ionique de protons étant peu efficace pour des matériaux à base d'antimoniures de gallium, d'autres méthodes de confinement latéral doivent être utilisées pour ce système de matériaux.

TABLE 1.2 – Quelques applications des VCSELs monomodes transverses

Application	Principaux avantages exploités
Transmission longue distance par fibre optique monomode	Qualité spectrale, fort coefficient de couplage
Capteur de souris informatique	Faible consommation, grande cohérence
Impression laser	Faible divergence du faisceau
Horloge atomique	Stabilité
Spectroscopie	Stabilité, qualité du faisceau, faible consommation

1.4.3.1 Confinement par mesa

Le premier type de structure permettant un confinement dans le moyen infrarouge est la gravure du miroir supérieur pour former un cylindre : le mesa² (Figure 1.6a). Le contraste d'indice entre le matériau semi-conducteur et le milieu environnant, généralement une couche de passivation en oxyde permet d'obtenir un effet guidant pour le mode fondamental de la cavité. Cette méthode est simple mais ne permet pas d'obtenir de résultats très performants compte tenu de la nécessité d'avoir des petits diamètres de mesa équivalents à la taille du mode. De plus, des pertes optiques sont engendrées par l'interaction du mode avec les flancs du mesa et une forte diffraction.

2. Mesa est à l'origine un mot espagnol signifiant table. Il désigne aussi en anglais une formation géologique typique des régions arides composée d'un plateau aux versants abrupts qui a donné son nom aux structures à semiconducteurs partageant la même morphologie.

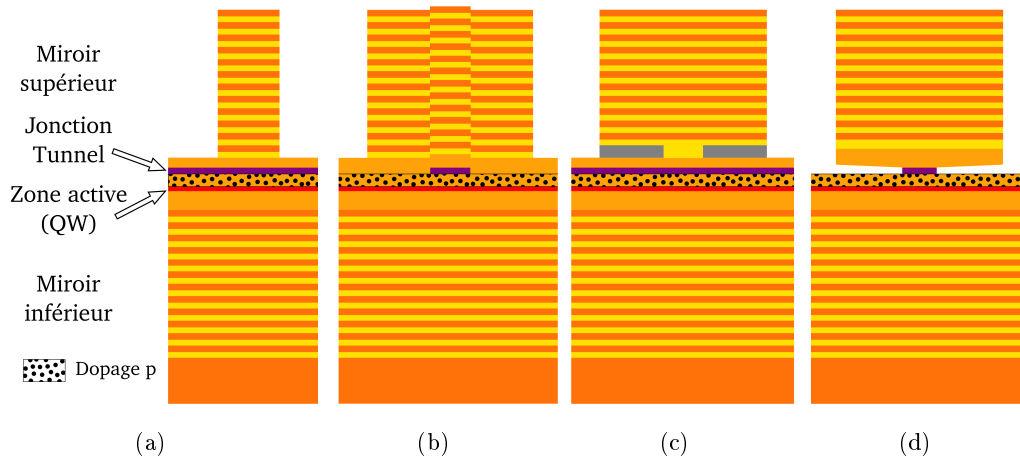


FIGURE 1.6 – Différents types de confinements latéraux utilisés dans le moyen infrarouge : Structure mesa (a), jonction tunnel enterrée (b), diaphragme d'oxyde (c) et sous-gravure (d)

1.4.3.2 Confinement par jonction tunnel enterrée

La deuxième méthode de confinement utilise une jonction tunnel enterrée [32], c'est à dire que la jonction tunnel est gravée pour ne conserver qu'un faible diamètre afin de guider les porteurs vers le centre du mesa. En effet, la zone centrale où est située la jonction tunnel est 2000 à 6000 fois plus conductrice [33] que la zone environnante où la jonction tunnel a été supprimée. Cependant, la réalisation d'une jonction tunnel enterrée complexifie la fabrication des composants et nécessite d'arrêter l'épithaxie au dessus de la jonction tunnel pour ensuite pouvoir la graver et ne conserver que le plot central. Il est ensuite nécessaire de réaliser une reprise d'épithaxie, toujours difficile, par épithaxie par jets moléculaires afin de déposer la couche de semi-conducteur dopée n qui servira à réaliser le contact métal-semiconducteur. Le miroir de Bragg supérieur peut être déposé par la suite par évaporation.

En plus du guidage électrique, la présence de la jonction tunnel modifie latéralement les propriétés optiques de la cavité à la manière d'une fibre optique à saut d'indice. L'écart d'indice entre le centre du mesa et le pourtour où la jonction tunnel a été gravée est de l'ordre de 0.05 [34] et il est ainsi possible de concevoir la cavité pour obtenir une résonance uniquement pour la partie centrale du mesa.

Les structures utilisant une jonction tunnel enterrée ont montré les meilleures propriétés de fonctionnement jusqu'à ce jour (voir Tableau 1.3) avec une émission continue à $\lambda = 2.3\mu\text{m}$ jusqu'à une température de 90 °C et un rapport de suppression de mode (Side Mode Suppression Ratio, SMSR) de 25 dB [35].

1.4.3.3 Confinement par oxyde

Dans la filière arseniures, la technique d'oxydation thermique humide d'une couche AlAs à forte concentration d'aluminium permet la réalisation d'un diaphragme isolant. L'oxydation s'effectue après gravure du mesa, et le flanc d'une couche

enterrée d'AlAs est exposée à une température de l'ordre de 400 °C sous un flux riche en vapeur d'eau permettant l'oxydation de l'AlAs en AlOx. Un front d'oxydation se propage alors de l'extérieur du mesa vers le centre. En déterminant précisément la durée de la réaction d'oxydation ou en effectuant un suivi en temps réel de la progression du front d'oxydation par un contrôle optique [36], il est alors possible d'arrêter la propagation de ce front avant l'oxydation complète de la couche, formant ainsi un diaphragme de matériau semiconducteur non oxydé au centre. Cette technique d'oxydation est largement utilisée pour les composants électroniques VCSELs de la filière arseniures et est à l'origine de records de performances avec par exemple une intensité seuil de 37 μ A pour une structure VCSEL émettant à $\lambda = 850$ nm [37].

De nombreux travaux ont été menés afin d'adapter la technique d'oxydation humide de couches AlAs pour les antimoniures AlAsSb. Cependant, des problèmes de ségrégation d'antimoine ainsi qu'une augmentation importante de l'épaisseur de la couche d'environ 150 % surviennent dans la couche oxydée réduisant ses propriétés isolantes. En contrôlant avec précision les paramètres de recuit après oxydation, il a été montré que l'antimoine peut être évacué des couches ce qui permet d'améliorer la résistivité de ces couches. [38]. Cependant, ces recuits doivent être réalisés à une température supérieure à 450 °C, ce qui correspond à la limite de température supportée par les puits quantiques du VCSEL.

Une seconde approche a récemment été proposée en utilisant une épitaxie métamorphique d'une hétéro-structure GaAs/AlGaAs/GaAs au dessus de la structure VCSEL antimonure. Dans ce cas, il est alors possible d'utiliser le savoir faire de l'oxydation issu de la filière AlGaAs sur une structure antimonure. Un premier VCSEL a ainsi été démontré avec une émission à 2.3 μ m [39].

1.4.3.4 Confinement par sous gravure

Enfin, récemment, il a été montré qu'il était possible de produire un confinement électrique et optique au centre du mesa par une gravure sélective affectant uniquement la jonction tunnel située sous le miroir de Bragg supérieur. Seule une région de 6 à 8 μ m de diamètre au centre du mesa de la jonction tunnel est conservée, alors que la partie gravée forme une couche d'air isolante. Cette solution alternative de confinement a d'abord été proposée pour les VCSELs à base d'InP émettant à 1.3 μ m et 1.5 μ m en permettant d'atteindre un rapport de suppression de mode de 40 dB [40].

La technique de sous-gravure de la jonction tunnel a très récemment été adaptée aux VCSELs antimoniures en utilisant des solutions de gravure sélectives entre InAs et GaSb. Ainsi des résultats très encourageants ont été obtenus avec une émission laser continue à $\lambda = 2.31$ μ m jusqu'à une température de 70 °C tout en conservant une émission monomode avec un rapport de suppression de 25 dB [41].

Différentes solutions de confinement électriques et optiques sont donc aujourd'hui disponibles pour les structures VCSELs émettant dans le moyen infrarouge. L'utilisation d'une jonction tunnel enterrée ou la sous-gravure de la jonction tunnel ont déjà montré leur efficacité en permettant l'obtention de bons rapports de

suppression de mode de 25 dB. L'adaptation de l'oxydation humide d'AlAs est une nouvelle solution qui permet de profiter du savoir faire de la filière GaAs pour le développement de futur composants aux performances prometteuses.

1.4.4 La polarisation

L'une des contraintes majeure inhérente aux structures VCSELs réside dans leur instabilité en polarisation. En effet, la géométrie circulaire de la cavité et un gain du milieu actif quasi-isotrope dans les plans de croissance, induisent une orientation en polarisation du faisceau émis mal définie. Si aucune précaution particulière n'est prise, il est alors très difficile de prévoir l'état de polarisation d'une structure et des variations importantes peuvent apparaître non seulement entre les différents composants issus de conditions de fabrications identiques, mais aussi suivant les conditions de fonctionnement du même VCSEL. Le changement de température, pompage ou autre paramètre de fonctionnement provoque alors un changement brutal de l'état de polarisation, un "saut" de polarisation, qui engendre également une modification de la longueur d'onde d'émission de l'ordre de $\Delta\lambda = 100$ pm en raison de la biréfringence induite par les effets électro et élasto optiques de la structure. Les sauts de polarisation sont donc un inconvénient majeur pour les applications de spectroscopie où il est nécessaire de maîtriser avec une grande précision la longueur d'onde. Cet effet peut également s'accompagner d'une hausse du bruit d'intensité qui est un paramètre crucial pour les applications de télécommunications et de capteurs en général.

De nombreux travaux ont donc été menés ces 20 dernières années concernant l'étude de ces instabilités en polarisation afin de proposer différentes solutions [42]. Il est par exemple possible de rendre le gain du milieu actif anisotrope afin de favoriser l'émission d'un état de polarisation par rapport à un autre en injectant un courant de manière oblique aux puits quantiques, ou en utilisant des orientations cristallines particulières pour les substrats. Une solution alternative à l'utilisation de gain anisotrope est la conception de cavité sélective en polarisation. Le choix d'utiliser un miroir combiné à un élément polarisant représente la réponse la plus prometteuse au problème d'instabilité de polarisation des diodes VCSELs et est maintenant présente dans la production en gros volume de diodes commerciales. Pour obtenir un effet polarisant, un réseau de diffraction est par exemple gravé à la surface du miroir de Bragg supérieur. Ce réseau va permettre d'augmenter le coefficient de réflexion d'un état de polarisation tout en engendrant des pertes pour l'autre état ce qui a permis de montrer des taux de sélectivité en polarisation de plus de 15 dB ainsi qu'une très bonne stabilité et reproductibilité de fabrication [43].

L'inconvénient majeur des structures combinant un miroir de Bragg et un réseau de diffraction provient des ordres de diffraction supérieurs qui engendrent des pertes optiques. Afin de limiter ces pertes, il est nécessaire de diminuer la période du réseau, ce qui a pour conséquence de diminuer le nombre d'ordre de diffractions. Le cas idéal vient alors lorsque la période du réseau est sous longueur d'onde et seul l'ordre 0 de diffraction est propagatif.

Un réseau présentant une période sous-longueur d'onde peut alors être considéré comme un matériau biréfringent artificiel et la cavité peut exploiter cette anisotropie pour être conçue de manière à être sélective en polarisation. Cependant, pour obtenir l'effet de biréfringence, la période du réseau est particulièrement petite avec des motifs à graver de l'ordre de 60 nm pour une émission à 850 nm ce qui nécessite une grande précision de fabrication.

Il existe cependant un régime de fonctionnement intermédiaire pour les réseaux de diffraction, lorsque la période est proche de la longueur d'onde tout en restant sous longueur d'onde. Dans ces conditions, des propriétés très prometteuses de réflexion et de polarisation apparaissent tout en s'affranchissant des pertes de diffraction. Ce dernier cas a fait l'objet d'un regain considérable de popularité ces dernières années pour les structures VCSEL émettant dans le proche infrarouge et sera développé dans les chapitres suivants. Aucune solution de stabilisation de la polarisation ne semble avoir été développée à ce jour pour les composants émettant dans le moyen infrarouge. Le travail réalisé dans le cadre du projet Marsupilami consiste ainsi à profiter de l'effet polarisant de ce nouveau type de réseau afin de stabiliser la polarisation des VCSELs émettant dans le moyen infrarouge.

1.5 Conclusion

Deux systèmes de matériaux sont disponibles pour la réalisation de structures VCSELs dans la gamme du moyen infrarouge entre 2 et 3 μm : InP ou GaSb. Ces deux solutions ont déjà permis la démonstration de composants performants autour de $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$ qui ont pu être appliqués à la détection de gaz [44]. Cependant les composants basés sur InP semblent limités à cette longueur d'onde. Afin de profiter des nombreux avantages tels que la qualité de faisceau, le coût de fabrication et la faible consommation des diodes VCSELs, la filière antimoniures représente le candidat de choix pour une émission à de plus grandes longueurs d'ondes. Toutefois, plusieurs verrous technologiques propres aux structures VCSELs limitent encore les performances des composants à base de GaSb avec une émission record à $\lambda = 2.63 \mu\text{m}$ [3] en mode pulsé et $\lambda = 2.60 \mu\text{m}$ [27] en continu, tout deux à température ambiante. En effet, l'épaisseur importante des miroirs de Bragg à semiconducteurs dans cette plage de longueur d'onde diminue les performances thermiques, électriques et optiques de la cavité laser. Par ailleurs, l'application majeure visée par ce type de source étant la spectroscopie, il est nécessaire de disposer d'un faisceau laser ne présentant pas d'instabilités en polarisation. Un nouveau type de structures à réseau de diffraction ayant une périodicité proche de la longueur d'onde et un grand écart d'indice optique a montré des performances extraordinaires en terme de réflectivité et de polarisation. Avec une seule couche réseau permettant un gain d'épaisseur considérable, ce nouveau type de structure est proposé en tant que remplacement du miroir de Bragg supérieur tout en fournissant une solution à l'instabilité en polarisation.

Le prochain chapitre sera ainsi consacré au développement du principe physique ainsi qu'à l'étude des méthodes de simulation de la réflectivité de ces réseaux à haut

contraste d'indice.

λ	Confinement	Pompage	Emission	T	Seuil	P _{max}	Accroissabilité	Monomode	Matériaux
02/1998 • 2.20 μm	mesa	Elec.	puisée (1ps, 10%)	300 K	2.2 kA/cm ²	20 mW			GaSb [45]
03/1999 • 2.9 μm		Opt.	Continue	$T_{max} = 160$ K	11 kW/cm ²		$\Delta\lambda/\Delta T = 0.09$ nm/K		GaSb [46]
03/1999 • 2.9 μm		Opt.	Pulsée	$T_{max} = 280$ K			$\Delta\lambda/\Delta T = 0.07$ nm/K		GaSb [46]
04/2003 • 2.01 μm	BTJ	Elec.	Continue	300 K	0.3 mW		Variation de $\Delta\lambda = 4$ nm pour $\Delta I = 5$ mA		InP [47]
10/2005 • 2.36 μm		Opt.	Continue	283 K	3 mW			SNISR = 20 dB	GaSb [48]
05/2006 • 2.30 μm	BTJ	Elec.	Continue	$(T_{max} = 320\text{K})$ 300 K	5 kA/cm ²	0.74 mW (1.47 mW à 250 K)	$\Delta\lambda/\Delta I = 0.28$ nm/mA ($\Delta\lambda = 4.2$ nm)	SNISR = 20 dB	InP [49]
01/2008 • 2.30 μm	mesa	Elec.	Pulsée (1ps, 10%)	300 K $(T_{max} = 318$ K)	0.8 kA/cm ²	1.4 mW (2 mW à 280 K)		multimode	GaSb [30]
01/2008 • 2.30 μm	mesa	Elec.	Quasi-CW (3ps, 30%)	300 K			$\Delta\lambda/\Delta T = 0.2$ nm/K	multimode	GaSb [30]
01/2008 • 2.32 μm	BTJ	Elec.	Continue	300 K	2.5 kA/cm ²	87 μW		SNISR = 14.6 dB	GaSb [50]
10/2008 • 2.31 μm	mesa	Elec.	Continue	284 K	1.1 kA/cm ²		$\Delta\lambda/\Delta I = 0.31$ nm/mA ($\Delta\lambda = 3$ nm)	multimode	GaSb [51]
10/2008 • 2.31 μm	mesa	Elec.	Pulsée (1ps, 10%)	300 K	0.6 kA/cm ² (0.26 kA/cm ² à 246 K)				GaSb [51]
11/2008 • 2.52 μm	mesa	Elec.	Pulsée (100ns, 0.5%)	300 K	10.2 kA/cm ²				GaSb [52]
11/2008 • 2.52 μm	mesa	Elec.	Quasi-CW (1ps, 5%)	300 K	11.5 kA/cm ² (4.7 kA/cm ² à 251 K)				GaSb [52]
02/2009 • 2.63 μm	mesa	Elec.	Pulsée (100ns, 0.5%)	300 K	6.5 kA/cm ²				GaSb [3]
02/2009 • 2.63 μm	mesa	Elec.	Pulsée (1ps, 5%)	300 K	8.8 kA/cm ²				GaSb [3]
04/2009 • 2.33 μm	BTJ	Elec.	Continue	263 K $(T_{max} = 348\text{K})$	1.2 kA/cm ²	0.2 mW	$\Delta\lambda/\Delta T = 0.22$ nm/K ($\Delta\lambda = 15$ nm)	multimode	GaSb [53]
04/2009 • 2.33 μm	BTJ	Elec.	Continue	263 K $(T_{max} = 323\text{K})$	2.3 mA	0.08 mW	$\Delta\lambda/\Delta T = 0.22$ nm/K	SNISR = 20 dB	GaSb [53]
12/2009 • 2.41 μm	BTJ	Elec.	Continue	300 K $(T_{max} = 343\text{K})$	2.9 kA/cm ²	0.44 mW à 253 K	$\Delta\lambda/\Delta T = 0.24$ nm/K ($\Delta\lambda = 19$ nm)	SNISR = 20 dB	GaSb [33]
12/2009 • 2.50 μm	BTJ	Elec.	Continue	300 K $(T_{max} = 323\text{K})$	6 kA/cm ²	0.3 mW à 253 K	$\Delta\lambda/\Delta I = 1.22$ nm/mA ($\Delta\lambda = 8$ nm)	SNISR = 20 dB	GaSb [33]
09/2009 • 2.60 μm	BTJ	Elec.	Continue	300 K $(T_{max} = 328$ K)	5 kA/cm ²	0.3 mW (0.6 mW à 268 K)	$\Delta\lambda/\Delta T = 0.62$ nm/mA ($\Delta\lambda = 7$ nm)	SNISR = 27 dB	GaSb [27]
11/2009 • 2.52 μm	mesa	Elec.	Pulsée (100ns, 0.5%)	300 K	6 kA/cm ²		$\Delta\lambda/\Delta P = 0.37$ nm/mW ($\Delta\lambda = 2.5$ nm)		GaSb [54]
01/2010 • 2.36 μm	BTJ	Elec.	Continue	300 K $(T_{max} = 363$ K)	1.5 kA/cm ²	0.6 mW (0.8 mW à 273 K)	$\Delta\lambda/\Delta T = 0.24$ nm/K ($\Delta\lambda = 20$ nm)	SNISR = 25 dB	GaSb [35]
06/2012 • 2.31 μm	ss gravure	Elec.	Continue	300 K $(T_{max} = 343$ K)	1.9 mA	85 μW (100 μW à 283 K)	$\Delta\lambda/\Delta T = 0.21$ nm/K ($\Delta\lambda = 8$ nm)	SNISR = 25 dB	GaSb [41]
12/2012 • 2.28 μm	oxyde	Elec.	Continue	253 K	15–40 mA		$\Delta\lambda/\Delta I = 2.7$ nm/mA ($\Delta\lambda = 11$ nm)	multimode	GaSb [39]

TABLE 1.3 – Historique du développement des diodes VCSELs émettant dans le moyen infrarouge.

Les réseaux proche longueur d'onde à haut contraste d'indice

2.1 Le développement des réseaux à haut contraste d'indice

Ce second chapitre est consacré aux réseaux périodiques en abordant dans une première partie les différents régimes de fonctionnement des réseaux selon leurs dimensions par rapport à la longueur d'onde pour aboutir au cas des réseaux proche longueur d'onde et des applications concernées par cette nouvelle classe de réseaux. Une seconde partie de ce chapitre est consacrée ensuite à la description du mécanisme physique à l'origine des nombreuses propriétés optiques des réseaux proche longueur d'onde. Puis une dernière section introduit les méthodes numériques d'analyse des réseaux, principalement la méthode d'analyse rigoureuse par ondes couplées (RCWA) qui est aujourd'hui la plus utilisée.

2.1.1 Des réseaux de diffraction aux réseaux proche longueur d'onde

2.1.1.1 Les réseaux de diffraction

Les réseaux de diffraction sont l'une des briques de base de l'optique dont le premier dispositif, fabriqué à partir de 50 à 60 cheveux tendus entre deux vis, est attribué à Rittenhouse en 1786 [55]. Aujourd'hui, ils sont composés d'un ensemble de fentes ou rayures parallèles espacées périodiquement comme décrit sur la Fig-

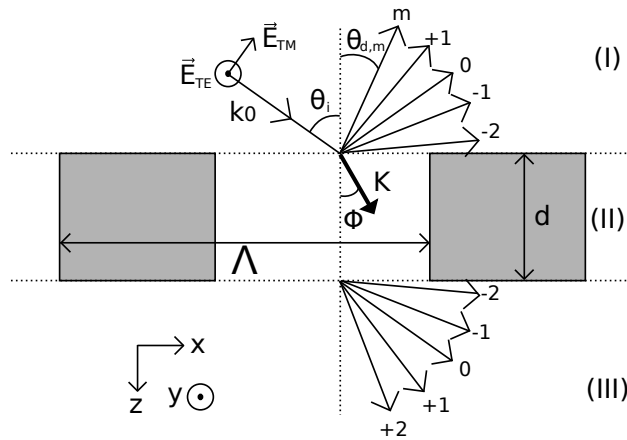


FIGURE 2.1 – Schéma de la diffraction par un réseau

ure 2.1. Lorsque la périodicité Λ des motifs du réseau devient suffisamment petite et atteint l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'un faisceau illuminant le réseau, la diffraction qui se produit à chacun des motifs devient le phénomène principal pour décrire la réponse optique. Les interférences constructives et destructives des phénomènes de diffractions individuels des différents motifs engendrent une décomposition d'un faisceau incident en un ensemble de faisceaux diffractés réfléchis et transmis (Figure 2.1). La description mathématique [56] du phénomène de diffraction permet de décrire la réponse de ce type de dispositifs optiques grâce à la relation des réseaux :

$$\sin(\theta_{d,m}) = \sin(\theta_i) + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.1)$$

Cette relation relie l'angle θ_i du faisceau incident de longueur d'onde λ à l'angle $\theta_{d,m}$ du faisceau diffracté d'ordre m . Dans cette description de la réponse optique du réseau où le nombre de période est considéré comme infini, l'angle de diffraction dépend uniquement du rapport entre la longueur d'onde λ et le pas du réseau Λ . Le nombre d'ordres m de diffraction se propageant est alors dépendant du rapport λ/Λ . De plus l'angle $\theta_{d,m}$ de chaque direction de propagation m dépend de la longueur d'onde λ . Cette dispersion angulaire est utilisée dans la principale application des réseaux de diffraction qui permet de réaliser des filtres monochromateurs en spectroscopie.

2.1.1.2 Les réseaux sous longueur d'onde

En incidence normale, le cas limite de la diffraction se produit lorsque la longueur d'onde devient plus petite que le pas du réseau :

$$\sin(\theta_{d,m}) = m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.2)$$

Dans ce cas de figure, le rapport λ/Λ devient supérieur à 1, seul l'ordre $m = 0$ reste propagatif, et les ondes diffractées réfléchiées et transmises sont également normales au plan du réseau. L'origine de ce phénomène provient du fait que les motifs du réseau étant plus petits que la longueur d'onde, la lumière ne distingue plus tout à fait les différentes fentes et un moyennage du milieu matériel est effectué.

Dans le cas sous longueur d'onde, c'est à dire pour un rapport $\lambda/\Lambda > 10$, la réponse optique du réseau peut alors être décrite par la théorie du milieu effectif [57]. Dans cette théorie, la structure périodique est modélisée par une couche homogène grâce à l'utilisation d'un indice de réfraction effectif. Par ailleurs, le réseau étant périodique selon une seule direction de l'espace, l'indice de réfraction effectif est différent pour une onde polarisée selon une direction du champ électrique orientée selon x perpendiculairement aux barres du réseau (mode transverse magnétique – TM) ou selon y parallèlement au réseau (mode transverse électrique – TE) comme représenté sur la Figure 2.1. En fabriquant un réseau ayant un pas sous longueur d'onde, il est ainsi possible d'obtenir un milieu birefringent à partir de matériaux non birefringents en exploitant la différence d'indice effectif pour les deux modes

de polarisation. On peut alors obtenir une biréfringence remarquablement grande de $\Delta n \sim 0.5$ pour un réseau de silicium [58], comparée par exemple à un cristal de calcite ayant une biréfringence naturelle de $\Delta n \sim 0.17$. Ces réseaux sous longueur d'onde sont particulièrement intéressants pour la réalisation de lames quart d'onde large bande [58].

2.1.1.3 Les réseaux proche longueur d'onde

La théorie du milieu effectif impose l'hypothèse d'une périodicité sous longueur d'onde de l'ordre de $\lambda/10$. Cependant, il est également possible de fabriquer un réseau ayant une période équivalente à la longueur d'onde, de telle sorte que les motifs du réseau soient trop grands pour autoriser un moyennage du milieu matériel, tout en conservant une dimension sous longueur d'onde.

Dès les années 90, il a été observé que de tels réseaux pouvaient montrer des propriétés remarquables pour la fabrication de filtres avec des coefficients de réflexion avoisinant les 100 % pour une largeur de raies de 0.02 nm à $\lambda_0 = 547$ nm [59] ou un effet miroir avec une réflectivité supérieure à 70% pour une largeur de bande de plus de 40 nm centrée à 1520 nm [60].

2.1.2 Les réseaux à haut contraste d'indice

Par la suite, les propriétés des réseaux proche longueur d'onde ont bénéficié d'un développement important grâce à l'amélioration apportée par l'utilisation d'une structure à haut contraste d'indice (HCG pour High Contrast Grating). Dans ce cas, le matériau utilisé pour la fabrication des barres du réseau possède un haut indice de réfraction, généralement supérieur à 3, alors que le matériau entourant le réseau possède un bas indice optique de l'ordre de 1.5. En combinant un grand écart d'indice de $\Delta n \sim 2$ et une périodicité proche longueur d'onde, il a été démontré que les réseaux pouvaient fournir un effet extrêmement réfléchissant avec un coefficient supérieur à 99.9 % sur une large gamme de longueurs d'onde. En optimisant les dimensions du réseau, la simulation du pouvoir réflecteur d'un réseau de silicium ($n = 3.48$) gravé sur une couche de silice ($n = 1.47$) permet en effet d'atteindre un effet miroir large bande avec une réflectivité supérieure à 99 % pour $\Delta\Lambda/\lambda > 30$ % [61]. Ces étonnantes performances ont été confirmées par une mesure expérimentale d'un coefficient de réflexion $R > 98.5$ % sur la gamme spectrale 1.12–1.62 μm ($\Delta\Lambda/\lambda > 36$ %) [62].

En raison de la symétrie de la structure HCG, les propriétés en réflexion et en transmission pour une onde polarisée TM ou TE sont différentes. Il est donc possible d'ajuster les paramètres géométriques du réseau afin de façonner les spectres de réflectivité de chaque polarisation.

De nombreuses structures HCG ont alors été développées pour obtenir un effet miroir en utilisant différents matériaux pour des applications allant de l'ultra-violet jusqu'à dans le lointain infrarouge (Tableau 2.1).

L'effet miroir des HCG est l'un des intérêts majeurs de ce nouveau type de structure. La gamme spectrale et le seuil de haute réflectivité peuvent être adap-

TABLE 2.1 – Principaux résultats issus de la littérature des performances simulées des miroirs à réseau haut contraste d'indice.

Seuil	λ_0	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda/\lambda_0$	Structure	
$R_{TE} > 99 \%$	460 nm	76 nm	17 %	Réseau GaN entouré d'air	[63]
$R_{TM} > 99 \%$	862 nm	40 nm	5 %	Réseau GaAs entouré d'air	[64]
$R_{TM} > 99 \%$	980 nm	186 nm	19 %	Réseau GaAs entouré d'air	[65]
$R_{TM} > 99.5 \%$	1000 nm	70 nm	7 %	Réseau GaAs avec une sous-couche AlOx sur substrat GaAs	[66]
$R_{TE} > 99 \%$	1550 nm	174 nm	11 %	Réseau InP entouré d'air	[65]
$R_{TE} > 99 \%$	1550 nm	33 nm	2 %	Réseau GaAs entouré d'air	[65]
$R_{TM} > 95 \%$	1550 nm	175 nm	11 %	Réseau silicium utilisant une sous gravure pour obtenir une sous-couche d'indice effectif plus faible.	[67]
$R_{TE} > 99 \%$	1550 nm	128 nm	8 %	Réseau Si avec une sous-couche SiO ₂ sur substrat Si	[68]
$R_{TM} > 99 \%$	1700 nm	6050 nm	36 %	Réseau Si avec une sous-couche SiO ₂ sur substrat Si	[68]
$R_{TM} > 95 \%$	2500 nm	1170 nm	47 %	Réseau Ge sur un substrat SiO ₂	[69]
$R_{TM} > 85 \%$	10 500 nm	3500nm	34 %	Réseau Si entouré d'air	[70]

tés en changeant simplement les paramètres géométriques du réseau. Toutefois, si l'on ne prend pas de précautions particulières, l'effet miroir est atteint uniquement pour l'une des deux polarisations pour des angles d'incidence proche de la normale. Il est cependant possible d'obtenir un effet miroir indépendant de la polarisation en combinant deux structures HCG croisées [71] ou en empilant plusieurs couches réseau [72]. Enfin, la tolérance angulaire peut être supérieure à $\pm 12^\circ$ tout en conservant une réflectivité supérieure à 95 % en utilisant plusieurs barres haut indice de largeur différentes au sein d'une même période [73].

2.1.3 Les nombreuses applications des réseaux à haut contraste d'indice

Depuis la découverte de la possibilité de concevoir des réseaux à haut contraste d'indice afin d'obtenir des valeurs extrêmes de coefficients de réflexion, de nombreuses études ont été menées afin d'adapter la structure HCG pour d'autres applications [4]. Les réseaux proche longueur d'onde deviennent aujourd'hui des dispositifs présentant un intérêt majeur en optoélectronique intégrée avec des propriétés records pour une structure compacte dont l'épaisseur peut être aussi fine que 0.15λ . En voici quelques exemples :

Polariseur

De manière générale, les miroirs HCG offrent une grande réflectivité unique-

ment pour un seul mode de polarisation. Cependant, pour obtenir un réel effet polarisant, il est nécessaire de concevoir spécifiquement les dimensions du réseau. En combinant un réseau de silice sur lequel est déposée une fine couche de silicium, il a été démontré qu'un fort coefficient de rejection en polarisation de $P > 95 \%$ ($P = |R_{TE} - R_{TM}| / (R_{TE} + R_{TM})$) peut être atteint pour une large gamme de longueur d'onde comprise entre 1.35 μm et 1.65 μm [74].

Résonateur optique

Le HCG peut former à lui seul une cavité avec une résonance dans le plan du réseau et une émission normale à la surface. Un facteur de qualité de la cavité de plus de 500 000 est théoriquement atteignable, et la fabrication d'un réseau contenant une couche de puits quantiques a montré un facteur de qualité supérieur à 14 000 [75]. La résonance dans le réseau peut également être avantageusement utilisée pour améliorer la réponse Raman et permettre la détection de molécules uniques (SERS - Surface Enhanced Raman Scattering). En effet, entre les barres du réseau HCG, l'intensité du champ électrique peut être amplifiée par la résonance d'un facteur 10 000, et peut même atteindre une amplification d'un facteur 160 000 avec l'introduction d'une nano antenne permettant d'améliorer sensiblement le seuil de détection [76].

Plus simplement, l'effet miroir du HCG peut permettre de former une cavité en combinant deux réseaux suspendus conçus pour obtenir un grand coefficient de réflexion de l'ordre de 99.99 %. Une cavité résonante a été étudiée pour atteindre un facteur de qualité de 30 000 et a démontré expérimentalement un facteur de qualité de 3000 [77].

Mise en forme du front d'onde

En utilisant un réseau HCG à période variable, il est possible d'introduire un déphasage dans le plan transverse du faisceau pour dévier le rayon réfléchi ou transmis. Avec une variation linéaire de la période du réseau, il a ainsi été démontré qu'un faisceau pouvait subir un angle de déviation de 6.6 degrés [78]. Cette déviation du faisceau est d'un grand intérêt pour les matrices de VCSELs où le faisceau laser émis par chaque VCSEL serait dirigé vers un même point en appliquant des variations linéaires différentes pour chaque émetteur, permettant ainsi de s'affranchir d'une lentille focalisante lors du couplage vers une fibre.

Une variation non linéaire de la période ou du facteur de remplissage du réseau peut permettre d'introduire par exemple un déphasage quadratique dans le plan du faisceau transmis et réfléchis afin de créer un effet focalisant. La fabrication d'un tel réseau fonctionnant en réflexion a déjà permis d'atteindre une ouverture numérique de 0.01 avec une distance focale de 20 mm pour des coefficients de réflexion d'environ 80 % [79]. Des simulations de ce type de structure ont montré qu'il était possible d'atteindre une ouverture numérique aussi grande que 0.96 pour des coefficients de transmission de 95 % ou un effet miroir focalisant avec une ouverture numérique de 0.81 avec un coefficient de réflexion de 93 % [80].

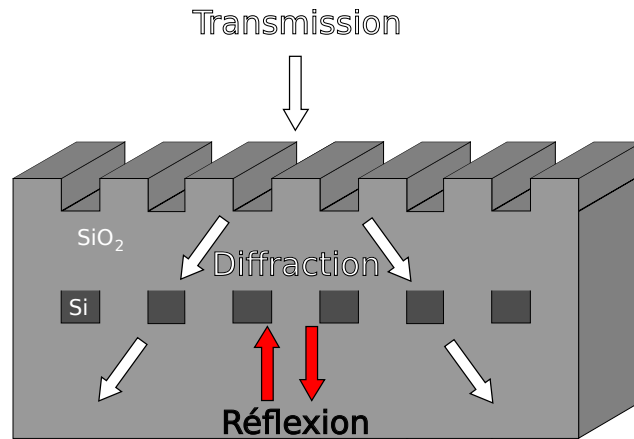


FIGURE 2.2 – Principe d'un isolateur optique basé sur un miroir à réseau Silicium/Silice à grand contraste d'indice.

Lame à retard de phase

La symétrie uni-dimensionnelle des réseaux HCG peut être exploitée pour concevoir un dispositif optique interagissant de manière différente pour une polarisation orientée TM ou TE. De cette manière, il est possible de créer une lame quart d'onde à partir d'un réseau HCG à base de silicium avec un taux de conversion de 100 % à $1.55 \mu\text{m}$ avec une efficacité supérieure à 90 % pour une largeur spectrale de 50 % [81]. L'épaisseur du réseau étant de seulement 550 nm, la biréfringence équivalente induisant un déphasage de $\pi/2$ est de l'ordre de $\Delta n = 0.7$. De manière plus générale, il a été montré qu'il est possible de concevoir des lames quart d'onde ou demi onde avec des empilements de couches HCG plus ou moins complexes [82].

Isolateur optique

En combinant un réseau HCG en silicium enterré dans un substrat de silice et un deuxième réseau en gravant la surface de la silice comme présenté sur la Figure 2.2, il est possible de concevoir un dispositif uni-directionnel [83]. Le réseau enterré joue alors le rôle de miroir pour une lumière venant du substrat à incidence normale avec une transmission inférieure à 0.22 % alors que le réseau gravé à la surface diffracte la lumière venant de la surface dans les ordres supérieurs. Les faisceaux diffractés auront alors une incidence non nulle et le réseau de silicium enterré ne jouera plus le rôle de miroir, laissant ainsi passer 65 % du rayonnement venant de la surface.

Coupleur optique

En optique intégrée, les réseaux de diffraction peuvent être utilisés comme voie d'entrée et sortie pour le couplage entre une onde lumineuse se propageant dans l'espace libre au dessus du guide et les modes guidés d'un circuit photonique. Les coupleurs conventionnels à réseau utilisent le deuxième ordre pour atteindre des efficacités de couplage de l'ordre de 25 % dans la direction propagative et contra-propagative du guide plan.

Des simulations de coupleurs HCGs réalisées à $1.55\ \mu\text{m}$ laissent augurer la possibilité d'améliorer considérablement les performances de couplage. En effet, pour un couplage de l'espace libre vers le mode guidé, une efficacité record de 92 % a été calculée. Inversement, pour un couplage du mode guidé vers l'espace libre une efficacité 96 % est prévue par les simulations [84]. Avec une modification des paramètres géométriques du HCG, il est également possible de concevoir un réflecteur pour le mode guidé avec une réflectivité de 97.5 % pour une largeur de bande de 37 nm (définie à 1 dB) [84].

Guide d'onde à cœur de faible indice

Les guides d'onde à cœur creux permettent de guider la lumière en bénéficiant des propriétés de faible dispersion, faible non linéarités et faible absorption d'un milieu de bas indice et ont ainsi pu ouvrir de nouvelles applications en chirurgie laser ou détection de gaz dans le moyen infrarouge par exemple. L'incorporation de guides d'onde à cœur creux en optique intégrée reste aujourd'hui un défi en raison des fortes pertes optiques de ces structures.

La simulation d'un guide d'onde planaire composé de deux miroirs HCG séparés par une couche d'air a permis d'atteindre une atténuation record de 0.01 dB/m, soit une amélioration de 3 ordres de grandeurs par rapport aux solutions de guides plans à cœur creux utilisant des miroirs de Bragg ou des cristaux photoniques par exemple [85]. De plus, les miroirs HCG ayant une réflectivité dépendant de l'angle d'incidence, l'atténuation des ordres supérieurs guidés est plus importante, et il est ainsi possible d'obtenir un guide d'onde monomode pour une épaisseur de cœur allant jusqu'à $15\ \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de $1.5\ \mu\text{m}$. Cette grande épaisseur de cœur combinée à la grande réflectivité des HCG permet d'atteindre un confinement d'énergie dans le cœur du guide avec un facteur 10^6 et devrait permettre d'améliorer considérablement les performances des guides en diminuant les pertes dues à la rugosité du réseau, à la dépendance en température, à l'absorption et à la non linéarité du matériau haut indice [85].

De plus, il est possible en variant légèrement les paramètres géométriques du réseau dans le plan, de confiner le mode dans le plan pour obtenir un guidage 2D. Des réalisations expérimentales de ces guides à cœur creux avec un confinement bi-dimensionnel à partir de structures HCG ont permis d'atteindre un niveau de pertes record de 0.37 dB/cm pour une épaisseur de cœur de $d = 9\ \mu\text{m}$ [86].

Les guides d'onde à cœur creux utilisant des structures HCG présentent également l'avantage de pouvoir ajuster la vitesse de groupe du mode guidé en modifiant l'épaisseur du cœur tout en conservant de faibles pertes. Il est ainsi possible de créer un guide d'onde afin de ralentir la lumière et d'accroître le temps d'interaction rayonnement-matière pour augmenter l'efficacité de détection ou les effets non linéaires. La lumière lente présente également un grand intérêt en photonique avec la création de mémoires tampon optiques par exemple. Des simulations sur une structure guidante plan utilisant des miroirs

HCG ont permis d'atteindre un facteur de ralentissement supérieur à 120 tout en conservant des pertes inférieures à 0.1 dB/cm [87].

Microsystème électromécanique

Enfin, la simplicité de la structure des HCG en fait un dispositif de choix pour une intégration dans des microsystèmes électromécaniques. Un réseau en silicium suspendu fabriqué à partir d'un système en forme de ressort peut ainsi avoir une périodicité variable en fonction de la tension appliquée sur l'actuateur électromécanique. Il a ainsi été démontré qu'un changement de pas de réseau de 600 nm à 720 nm entraîne une diminution du coefficient de réflexion de 78 % à 60 % [88].

Plus classiquement, un facteur de qualité de 1000 a pu être mesuré pour un filtre utilisant une cavité composée d'un miroir de Bragg et d'un miroir HCG suspendu fabriqué dans un matériau à base d'InP. La position du réseau peut alors être ajustée par un actuateur électrostatique afin de modifier la longueur de cavité et permettre une accordabilité de la longueur d'onde résonante jusqu'à 20 nm [89].

L'un des intérêts majeur pour les réseaux dans les microsystèmes électromécaniques réside dans leur effet miroir combiné à une faible épaisseur comparée aux miroirs de Bragg. La diminution de l'épaisseur des miroirs suspendus permet de diminuer la masse du micro actuateur et gagner un facteur 500 à 1000 sur la fréquence d'accordabilité (3.3 MHz) tout en diminuant la consommation de l'actuateur d'un facteur 50 avec moins de 100 nW [90]. Une plage d'accordabilité de 18 nm a été démontrée avec ce type de dispositif en combinant un miroir de Bragg fixe avec un miroir HCG suspendu mobile [90] et de 16 nm avec un miroir HCG suspendu mobile seul [91]. Par ailleurs, des simulations de ces structures VCSELs prévoient des résultats très prometteurs avec une accordabilité allant jusqu'à 100 nm [92].

2.1.4 Les réseaux à haut contraste d'indice : un atout majeur pour les VCSELs

Comme il a été décrit précédemment, les structures à réseau à haut contraste d'indice présentent de nombreux atouts pour un grand nombre d'applications. La capacité de ces dispositifs à fournir un pouvoir réflecteur supérieur à 99 % pour de larges gammes spectrales tout en offrant une sélectivité en polarisation s'est très rapidement faite remarquer pour devenir la solution de choix aux problèmes des structures VCSELs. En effet, en raison de la symétrie uni-dimensionnelle des HCG, l'instabilité en polarisation d'une cavité VCSEL est supprimée et de manière reproductible avec des taux de rejection en polarisation (OPSR – Orthogonal Polarisation Suppression Ratio) supérieurs à 30 dB [93].

La première exploitation simultanée du pouvoir réflecteur et de la sélectivité en polarisation de réseau à haut contraste d'indice pour améliorer les propriétés des VCSELs a été proposée en 1998 [94]. Dans ce travail, un dispositif VCSEL combine un miroir supérieur composé de 16.5 paires de Bragg GaAs/AlGaAs et un réseau

sous-longueur d'onde GaAs. Ce réseau à haut contraste d'indice est optimisé pour le mode TM avec une réflectivité supérieure à 85 %. Avec l'absence de sous-couche de faible indice, la condition de haut contraste d'indice n'était pas totalement respectée diminuant le potentiel réflecteur du réseau. Cependant un effet laser à $1.55 \mu\text{m}$ a tout de même été obtenu par pompage optique avec un taux de réjection en polarisation de 10 dB.

En 2003, un an avant la publication du premier miroir HCG par Mateus et al. [61], la première cavité combinant une membrane périodique suspendue, jouant le rôle de miroir, combinée à un miroir de Bragg, a été proposée [95]. Ces travaux sont issus de la recherche sur les cristaux photoniques où le réseau HCG est alors une membrane à cristal photonique de périodicité 1D. Avec un haut contraste d'indice, le mode guidé dans le plan du cristal photonique peut être fortement ralenti et devenir stationnaire dans un cas extrême. Le couplage de ce mode vers une propagation perpendiculaire devient alors conséquent et permet de proposer un nouveau concept de cavité verticale. Par la suite, ce concept de cavité verticale a été fabriqué en combinant un miroir de Bragg avec un réseau InP suspendu et a démontré un facteur de qualité $Q = 1000$ à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Ce filtre a également permis d'obtenir une accordabilité de $\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$ en modifiant la longueur de cavité par effet électrostatique [89].

Le premier VCSEL utilisant un HCG en tant que réflecteur principal est démontré ensuite en 2007, avec une émission en continu à 850 nm à température ambiante. Cette structure utilise un réseau AlGaAs suspendu comme miroir supérieur combiné à 4 paires de Bragg AlGaAs/GaAs utilisées principalement pour protéger la cavité et améliorer la diffusion du courant. Les performances de ce premier VCSEL HCG sont déjà remarquables avec un courant de seuil de 0.8 mA et une émission de 1 mW. Le miroir HCG fournit également un bon effet polarisant avec un taux de réjection en polarisation de 20 dB [96].

Par la suite, de nombreuses autres structures VCSELs utilisant des réseaux à haut contraste d'indice comme miroir polarisant pour former la cavité ont été développées pour des émissions à différentes longueurs d'onde de l'infrarouge comprises entre 850 nm et $1.55 \mu\text{m}$. Elles sont listées dans le Tableau 2.2.

Les réseaux à haut contraste d'indice présentent donc un intérêt dans de nombreux domaines d'applications de l'optique. Cependant leurs propriétés extraordinaires en réflexion, en transmission et en polarisation ne s'expliquent ni par la théorie classique de la diffraction ni par les théories de milieux effectifs. Afin de comprendre le fonctionnement de ces dispositifs, un nouveau type de modèle de la diffraction a été introduit pour l'étude des réseaux proche longueur d'onde qui est décrit dans le prochain paragraphe.

2.2 Modélisation des réseaux à haut contraste d'indice

La modélisation des structures réseaux lamellaires dont le profil d'indice possède une variation périodique peut être réalisée à partir d'une décomposition modale des

λ	Structure	Emission	T	Seuil	P _{max}	Monomode	Remarque
2007 • 850 nm	HCG AlGaAs suspendu 4 paires DBR AlGaAs/GaAs Zone active	Continue	300 K	0.8 mA	1 mW	OPSR = 20 dB SMSR = 45 dB	[96]
2007 • 1.55 μ m	HCG InP suspendu 2x3 puits quantiques InAsP 40 paires DBR InP/InGaAs	Continue	300 K	15 mW		OPSR > 6000	Pompage optique [97]
2008 • 850 nm	HCG AlGaAs suspendu 2 paires DBR AlGaAs/GaAs 3 puits quantiques GaAs 34 paires DBR AlGaAs/GaAs	Continue	300 K	0.2 mA	0.5 mW	SMSR = 40 dB	HCG oscillant : laser accordable $\Delta\lambda = 18$ nm [90]
2009 • 860 nm	HCG AlGaAs suspendu 2 à 4 paires DBR AlGaAs/GaAs 3 puits quantiques GaAs 34 paires DBR AlGaAs/GaAs	Continue	300 K	< 1 mA	1.5 mW		HCG oscillant : laser accordable $\Delta\lambda = 6$ nm fréquence de coupure (-3 dB) 27 MHz [98]
2010 • 1320 nm	HCG Si/SiO ₂ Puits quantiques InP miroir DBR	Continue	278 K	6 mA	0.4 mW	SMSR = 30 dB	T _{max} ^{CW} = 15 °C [99]
2010 • 1320 nm	HCG Si/SiO ₂ Puits quantiques InP miroir DBR	Pulsé (200 ns / 0.1 %)	300 K	50 mA	4 mW	SMSR = 35 dB	Modulation à 9 GHz [99]
2010 • 1.55 μ m	HCG InP suspendu 2 paires DBR InP 6 puits quantiques GaAlInAs 45 paires DBR InP	Continue	300 K	3 mA	1.1 mW	OPSR > 20 dB	T _{max} ^{CW} = 60 °C [100]
2010 • 980 nm	HCG GaAs/AlOx 4 paires DBR GaAs/GaAlAs 3 puits quantiques InGaAs/GaAs 38.5 paires DBR GaAs/GaAlAs	Continue	300 K	2 mA	4 mW	SMSR = 30 dB	T _{max} ^{CW} = 70 °C [100]
2012 • 1.55 μ m	HCG Si/SiO ₂ 3 puits quantiques InGaAsP HCG Si/SiO ₂	Continue	300 K	0.5 mW		SMSR = 27 dB	Pompage optique [101]
2013 • 1060 nm	HCG GaAs suspendu couche anti-reflet 3 puits quantiques InGaAs/GaAsP 35 paires DBR GaAs/GaAlAs	Continue	300 K	1 mA	0.9 mW	SMSR > 40 dB	T _{max} ^{CW} = 60 °C HCG oscillant : laser accordable $\Delta\lambda = 16$ nm [91]

TABLE 2.2 – Historique du développement des diodes VCSEL utilisant un miroir HCG.

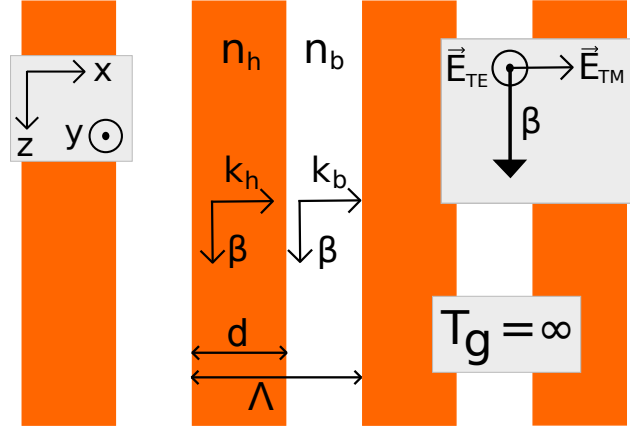


FIGURE 2.3 – Schéma d'un réseau de guides d'onde périodique selon x alternant des couches haut indice n_h et bas indice n_b avec une périodicité Λ .

champs à l'intérieur du réseau. En 1981, Botten et al.[102] ont développé les expressions des champs E et H à l'intérieur d'une structure périodique infinie telle que décrite Figure 2.3 en utilisant une base de modes propres d'un réseau de guides d'onde de longueur infinie qui présente l'avantage de permettre une résolution analytique de l'efficacité de diffraction pour chaque ordre. Par la suite, cette décomposition modale a été reprise afin d'expliquer les mécanismes physiques ayant lieu dans les réseaux lamellaires proche longueur d'onde [57]. Dans une première partie de cette section, la décomposition modale, qui se fait selon des modes de Bloch se propageant à l'intérieur du réseau, sera détaillée. Puis, le cas des réseaux proche longueur d'onde à faible contraste d'indice sera présenté avec un mécanisme d'interférences de type Mach-Zehnder entre les modes de Bloch. Enfin, le cas des réseaux haut contraste d'indice qui nous intéresse plus particulièrement dans ce travail de thèse sera traité avec plus de détails dans une dernière partie.

2.2.1 Les modes de Bloch

Dans cette première partie de l'analyse théorique des réseaux proche longueur d'onde, nous nous intéressons uniquement à l'intérieur du réseau qui est alors considéré comme un empilement de couches périodiques dont les dimensions selon y et z sont infinies (Figure 2.3). Selon cette représentation, le réseau est alors identique à un cristal photonique uni-dimensionnel. La structure possède une périodicité de pas Λ selon la direction x avec une alternance de couches haut indice n_h et bas indice n_b d'épaisseur d et $\Lambda - d$ respectivement. Il est alors possible de décrire la permittivité de l'espace selon une fonction périodique correspondant à une symétrie de translation Λ dans la direction x :

$$\varepsilon(x) = \varepsilon(x + \Lambda) \quad (2.3)$$

Cette périodicité est à l'origine de l'introduction d'une discrétisation des vecteurs d'onde k_x supportés par la structure. En se rapportant à une propagation selon

la direction z , les solutions de l'équation d'Helmutz des champs électrique E et magnétique H sont discrètes et se décomposent en un ensemble de modes classés selon le vecteur d'onde β_p dans la direction z , le vecteur d'onde k_x et l'ordre du mode p . Cet ensemble de solutions forme une base de modes propres de la structure périodique : ce sont les modes de Bloch.

Les champs s'écrivent alors sous une somme discrète de modes de Bloch propagatifs ($+z$) et contra-propagatifs ($-z$) d'amplitudes respectives a_p et b_p :

$$E(x, z) = \sum_p a_p F_p(x) e^{-i\beta_p z} + \sum_p b_p F_p(x) e^{i\beta_p z} \quad (2.4)$$

Où la fonction pseudo-périodique $F_p(x)$, fonction propre du système, décrit le profil du champs selon la direction de périodicité x :

$$F_p(x) = F_p(x) e^{-ik_x \Lambda} \quad (2.5)$$

Les fonctions propres $F_p(x)$ et valeurs propres β_p du système se calculent en appliquant les relations de continuité des champs aux interfaces entre le matériau haut indice et le matériau bas indice. Une description complète du calcul de ces fonctions propres et valeurs propres est présentée par Botten et al. [102]. Il est ainsi possible de tracer analytiquement le profil des modes $F_p(x)$ comme le montre la Figure 2.4 où sont représentés les 3 premiers modes pairs.

En se plaçant dans le cas d'utilisation des réseaux HCG pour une application VCSEL, l'onde incidente est normale au plan du miroir. Dans l'analyse présentée ici, l'onde incidente est considérée normale à la surface du réseau avec une propagation parallèle à l'axe z . Cette hypothèse permet de se restreindre à l'analyse des modes de Bloch pairs uniquement car les modes impairs ne sont pas excités par une onde d'incidence normale. Par ailleurs, la symétrie du problème permet de décomposer le problème selon deux modes de polarisation orthogonaux : le mode TE (transverse électrique) où le champ électrique est orienté selon y et le mode TM (transverse magnétique) où le champ électrique est orienté selon x . Seul le mode TM est développé dans la suite de ce travail, l'étude pour les deux modes de polarisation étant décrite par Karagodsky et al. [103]

Dans le réseau de couches parallèles infinies, pour une longueur d'onde λ , les constantes de propagations $k_{h,p}$ dans le matériau à haut indice et $k_{b,p}$ dans le matériau bas indice sont reliées par la décomposition selon les axes x et z de la constante de propagation dans le vide k_0 et peuvent s'écrire :

$$\beta_p^2 = \left(\frac{2\pi n_b}{\lambda}\right)^2 - k_{b,p}^2 = \left(\frac{2\pi n_h}{\lambda}\right)^2 - k_{h,p}^2 \quad (2.6)$$

En appliquant les relations de continuité des champs aux interfaces des guides d'ondes, on obtient indépendamment la relation de dispersion suivante [104] :

$$k_{b,p}/n_b^2 \tan(d/2k_{b,p}) = -k_{h,p}/n_h^2 \tan((d - \Lambda)/2k_{h,p}) \quad (2.7)$$

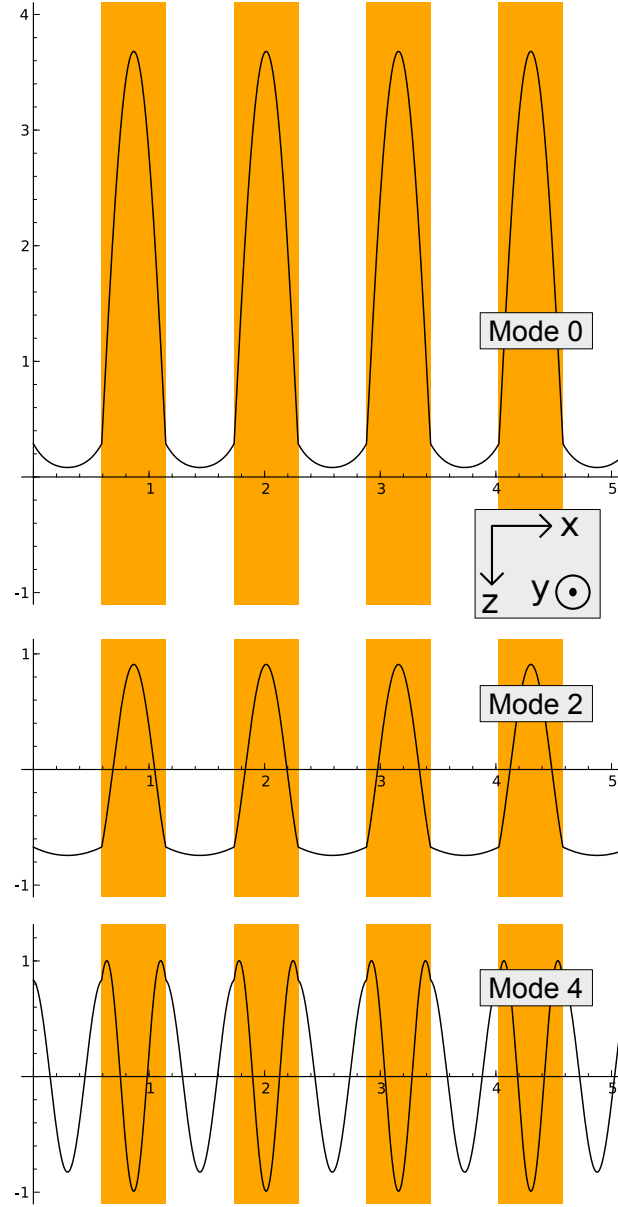


FIGURE 2.4 – Profil de champs H_y des trois premiers mode de Bloch pairs pour un réseau alternant un matériau haut indice $n_h = 3.3$ d'épaisseur $d/\Lambda = 0.484$ et d'un matériau bas indice $n_b = 1$. La longueur d'onde est fixée à $\lambda/\Lambda = 2.008$ pour une polarisation TM

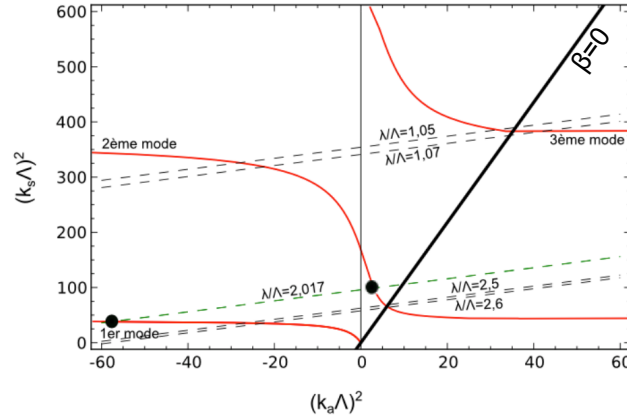


FIGURE 2.5 – Diagramme des courbes de dispersion des 3 premiers modes de Bloch pairs de la structure de la Figure 2.3. Les intersections entre les courbes de dispersion et les droites en pointillés définissent les modes supportés par la structure pour une valeur de périodicité λ/Λ . Les modes situés au dessus de la droite $\beta = 0$ sont propagatifs.

La résolution de cette équation transcendante permet de calculer les valeurs $k_{b,p}$ et $k_{h,p}$ et donc la constante de propagation longitudinale β_p des modes du système. Il est alors possible de distinguer les modes propagatifs avec une valeur de β_p^2 positive, et les modes évanescents avec β_p^2 négatif. Soit d'après l'équation (2.6), les modes de Bloch sont propagatifs lorsque la condition suivante est vérifiée :

$$k_{h,p}^2 > n_h^2/n_b^2 k_{b,p}^2 \quad (2.8)$$

L'équation (2.6) peut alors être réécrite afin d'introduire la périodicité Λ du réseau sous la forme :

$$\Lambda^2 k_{h,p} = \left(\frac{2\pi\Lambda}{\lambda}\right)^2 (n_h^2 - n_b^2) + k_{b,p}^2 \Lambda^2 \quad (2.9)$$

La relation de dispersion (2.7) peut ensuite être résolue numériquement (Figure 2.5) et fournir un ensemble de courbes correspondant aux différents modes supportés par le réseau.

Les intersections entre les courbes solutions de la relation de dispersion (2.7) et la droite issue de l'équation (2.9) permet de connaître les différents modes supportés par la structure à une longueur d'onde donnée. Les intersections situées au dessus de la droite définie par l'équation (2.8) correspondent alors à des modes propagatifs vérifiant la condition $\beta = 0$. On remarque ainsi que pour un réseau possédant un écart d'indice de $\Delta n = n_h - n_b = 2.3$ et un rapport $d/\Lambda = 0.484$, seuls deux modes pairs sont propagatifs pour une gamme de pas de réseau proche longueur d'onde compris entre $\lambda/\Lambda = 1.06$ et $\lambda/\Lambda = 2.55$. Ces deux limites correspondent aux longueurs d'onde de coupure des modes pairs 2 et 4. On remarque ici que le premier mode de Bloch, situé au dessus de la droite $\beta = 0$ est toujours propagatif.

En incluant une épaisseur de réseau T_g finie et en conservant les mêmes caractéristiques Λ , n_h et n_b pour la structure périodique, le calcul du coefficient de

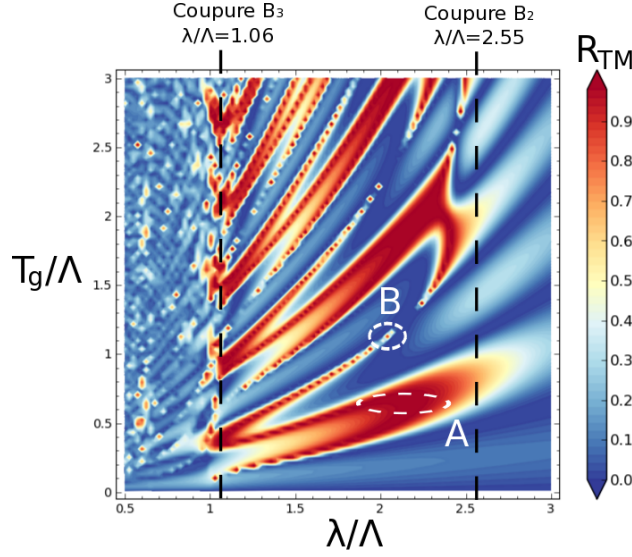


FIGURE 2.6 – Cartographie de la réflectivité TM en fonction de la longueur d'onde λ normalisée à la période Λ d'un réseau d'épaisseur T_g composé de barres haut indice $n_h = 3.3$ entouré d'un milieu bas indice $n_b = 1$ avec un rapport de forme $d/\Lambda = 0.484$ illuminé sous incidence normale. On distingue trois régions spectrales délimitées par les longueurs d'onde de coupure du deuxième (B_2) et du troisième (B_3) mode de Bloch pair. La région contenant uniquement deux modes propagatifs montre des hautes réflectivités pour de larges gammes spectrales (A) ou très localisées spectralement (B).

réflexion de l'ordre 0 de diffraction pour la polarisation TM pour une incidence normale, représenté sur la Figure 2.6, montre clairement 3 zones spectrales distinctes :

1. La région sous longueur d'onde où seul le mode de Bloch fondamental est propagatif pour $\lambda/\Lambda > 2.55$. Ce régime s'approche de l'approximation de la théorie du milieu effectif où la couche périodique peut être modélisée par une couche homogène dont l'indice de réfraction équivaut à un indice effectif $n_{eff} = \beta_0/k_0$ du mode de Bloch fondamental. Les alternances de haute et basse réflectivité dans cette région correspondent aux résonances de type Fabry-Perot du mode entre les 2 interfaces de la couche.
2. La région spectrale incluant les courtes longueurs d'onde avec $\lambda/\Lambda < 1.06$ qui supporte plus de 2 modes de Bloch. À partir de la limite $\lambda/\Lambda = 1$, plusieurs modes de diffraction deviennent propagatifs. Il s'agit du régime classique de fonctionnement des réseaux faisant intervenir la théorie de la diffraction.
3. La région comprise entre $\lambda/\Lambda = 1.06$ et $\lambda/\Lambda = 2.55$. C'est dans cette gamme spectrale où exactement deux modes de Bloch sont propagatifs, que les particularités des réseaux proche longueur d'onde apparaissent. Dans ce régime, on observe aussi bien des larges gammes spectrales de très haute réflectivité (zone A de la Figure 2.6) que des changements abruptes de réflectivité variant de 0 à 100 % (zone B de la Figure 2.6).

C'est cette gamme spectrale définie par la présence de deux modes de Bloch

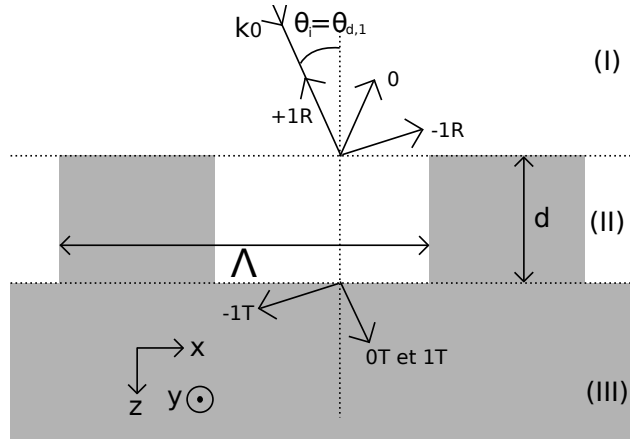


FIGURE 2.7 – Réseau de diffraction utilisé selon un montage de Littrow où l'onde incidente se superpose à un ordre diffracté.

propagatifs à l'intérieur de la structure réseau qui nous intéresse particulièrement ici et que nous allons étudier en détails dans les paragraphes suivants.

2.2.2 Théorie des réseaux à faible contraste d'indice

Pour calculer les efficacités de diffraction de réseaux proche longueur d'onde en se basant sur la décomposition en modes de Bloch, il faut considérer l'épaisseur finie du réseau. Le milieu est alors divisé en trois régions (Figure 2.7) : un milieu homogène situé au dessus du réseau (I), le réseau périodique d'épaisseur T_g (II) et un second milieu homogène situé sous le réseau (III).

Dans l'étude présentée par Clausnitzer et al. [105], le réseau est utilisé selon un montage de Littrow où l'onde incidente est superposée à un ordre de diffraction. Le réseau est gravé sur un substrat de silice ($n = 1.45$) pour réaliser un compresseur optique de pulses, qui nécessite d'avoir une très grande efficacité η_{-1T} pour l'ordre de diffraction -1 en transmission.

Dans ce cas de figure à incidence oblique, le calcul des modes de Bloch fait intervenir les modes impairs. Il est cependant démontré que seuls 2 ordres de Bloch sont propagatifs pour la plage de longueur d'onde de fonctionnement et qu'il est possible de négliger les modes évanescents compte tenu d'une épaisseur T_g suffisamment grande du réseau.

Dans le milieu (I), l'onde incidente arrive sur le réseau et est réfléchiée selon les ordres de diffraction 1R et 0R. La lumière est également transmise à travers le réseau pour donner lieu à deux ordres diffractés en transmission 1T et 0T dans la région (III) de l'espace. A l'intérieur du réseau, dans la région (II), l'énergie est répartie dans les deux modes de Bloch propagatifs. Cette répartition de l'énergie s'effectue à l'interface entre le milieu (I) et le milieu (II) et peut être calculée analytiquement via le coefficient de couplage entre l'onde incidente et les profils des modes de Bloch supportés par le réseau. Dans la géométrie de réseau définie par Clausnitzer et al. [105], dont l'efficacité de diffraction est de $\eta_{-1T} = 0.97$, le calcul des intégrales

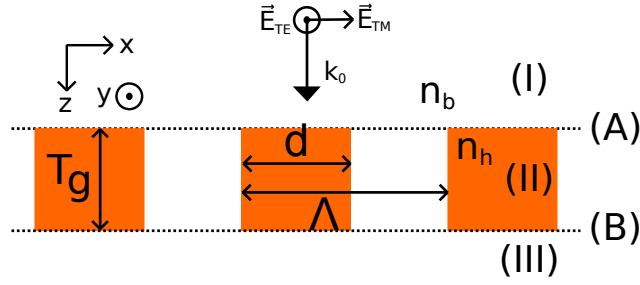


FIGURE 2.8 – Réseau proche longueur d'onde d'épaisseur T_g finie illuminé selon une incidence normale.

de recouvrement a montré des valeurs de coefficients de couplage de 0.4905 vers le premier mode de Bloch et de 0.4994 vers le second. L'énergie incidente est ainsi divisée quasi-équitablement entre les modes à l'intérieur du réseau.

Les deux modes de Bloch se propagent ensuite à travers le réseau, accumulant un déphasage différent compte tenu de leur écart d'indice effectif. À l'interface de sortie, l'énergie peut être couplée vers les deux modes de diffraction 0T et 1T.

Le modèle proposé par Clausnitzer et al. fait alors une analogie avec un modèle d'interférence de type Mach-Zehnder pour les deux modes de Bloch. Deux cas se présentent à l'interface de sortie : le déphasage accumulé lors de la propagation à travers le réseau peut mener à un accord de phase ou un désaccord de phase. Dans le cas limite, pour une épaisseur de réseau nulle, les modes sont en phase puisqu'aucun déphasage n'est introduit, et l'onde se propage selon la direction de diffraction 0T. En revanche, pour des valeurs de déphasage multiples de $(2k + 1)\pi$, l'onde est totalement transmise vers l'ordre -1T.

Les résultats avancés par ce modèle d'interférence montrent un excellent accord avec des simulations numériques des efficacités de diffraction. Il est ainsi possible de prédire la diffraction de réseaux proche longueur d'onde à faible contraste d'indice par un simple modèle d'interférences de type Mach-Zehnder entre les modes de Bloch se propageant dans la structure périodique.

Cependant ce modèle fait l'hypothèse qu'aux interfaces (A) séparant les milieux (I), (II) et (B) séparant les milieux (II) et (III), aucune réflexion n'est possible. Cette condition ne peut être respectée que dans le cas du faible contraste d'indice comme c'est le cas pour un réseau de silice ($n = 1.45$) utilisé par Clausnitzer et al.

2.2.3 Théorie des réseaux à haut contraste d'indice

Dans le cas des structures permettant d'atteindre un effet miroir large bande utilisées pour ce travail de thèse, la condition de faible contraste d'indice n'est pas respectée avec des valeurs typiques de l'ordre de $\Delta n = 2$ [61]. Il n'est donc pas possible de négliger les réflexions aux interfaces comme c'est le cas dans le modèle de type Mach-Zehnder présenté précédemment.

Un premier modèle permettant d'expliquer le mécanisme physique de la diffraction des réseaux lamellaires proche longueur d'onde a été introduit en 2006 par

Lalanne et al. [57] en calculant les coefficients de réflexion grâce à la méthode rigoureuse des ondes couplées (RCWA – Rigorous Coupled Wave Analysis). La description analytique complète du problème de diffraction a ensuite été détaillée pour le cas des réseaux à fort contraste d'indice avec une onde incidente normale par Karagodsky et al. [103] en 2010.

Dans cette formulation de l'analyse de la diffraction des réseaux sous longueur d'onde à haut contraste d'indice, les champs électromagnétiques sont décomposés en modes de Bloch d'un réseau de guides d'onde périodiques à l'intérieur de la couche du réseau. La réflexion de ces modes aux interfaces d'entrée et de sortie à l'intérieur du plan du réseau n'est plus négligeable et ils peuvent effectuer des aller-retours entre les deux interfaces. La couche formée par le réseau à haut contraste d'indice peut alors être étudiée à la manière d'un résonateur Fabry-Perot. Cependant, en raison de la présence de plusieurs modes à l'intérieur de la cavité, l'analyse mathématique des résonances de type Fabry-Perot s'exprime grâce à un formalisme matriciel.

Dans le cas d'une polarisation transverse magnétique (TM), les champs électromagnétiques de la région (I) de la Figure 2.8 peuvent s'écrire comme la superposition de l'onde incidente et des ordres diffractés réfléchis :

$$E_{x,z}^I = Z_0 \exp(-jk_0 z) + \sum_{n=0}^{\infty} r_n e_{x,n}^{out}(x) \exp(j\gamma_n z) \quad (2.10)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda$ correspond au vecteur d'onde de l'onde incidente dans le vide, Z_0 à l'impédance caractéristique du vide définie par $\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$, et γ_n et r_n à la constante de propagation et à l'amplitude de l'ordre de diffraction n respectivement.

La valeur de la constante de propagation γ_n est donnée par le théorème de Floquet-Bloch :

$$\gamma_n^2 = k_0^2 - (2n\pi/\Lambda)^2 \quad (2.11)$$

L'amplitude $e_{x,n}^{out}$ correspond au profil de champ électrique des ordres diffractés selon la direction x :

$$e_{x,n}^{out} = \frac{\gamma_n}{k_0} Z_0 h_{x,n}^{out} \quad (2.12)$$

Avec $h_{x,n}^{out}$, le profil de champ d'induction magnétique [104] :

$$h_{x,n}^{out} = \cos((2n\pi/\Lambda)(x - (\Lambda - d)/2)) \quad (2.13)$$

Avec Λ la périodicité du réseau et d la largeur des barres du réseau.

Dans la région (III), qui contient les ondes diffractées transmises à travers le réseau, les champs s'expriment sous la forme :

$$E_{x,z}^{III} = \sum_{n=0}^{\infty} \tau_n e_{x,n}^{out}(x) \exp(-j\gamma_n(z - T_g)) \quad (2.14)$$

Où T_g correspond à l'épaisseur du réseau et τ_n l'amplitude de l'ordre diffracté transmis n .

Dans la région (II), à l'intérieur du réseau, les champs sont exprimés sous une somme de modes de Bloch. Contrairement au cas du réseau bas contraste d'indice, il

faut tenir compte des modes contra-propagatifs ($-z$) issus de la réflexion à l'interface de sortie :

$$E_x^{II} = \sum_{m=1}^{\infty} e_{y,m}^{in}(x) [a_m \exp(-j\beta_m z) + a_m^{\rho} \exp(+j\beta_m z)] \quad (2.15)$$

Avec $e_{y,m}^{in}(x)$, le profil du champ électrique du mode de Bloch m .

La sommation sur m s'effectue pour les modes de Bloch se propageant dans le réseau selon $+z$ et $-z$ dont les amplitudes sont respectivement données par a_m et a_m^{ρ} . Pour exprimer le problème sous forme matricielle, les coefficients des modes sont exprimés sous la forme de deux vecteurs :

$$\mathbf{a} = (a_1 a_2 \dots)^T \quad (2.16)$$

$$\mathbf{a}^{\rho} = (a_1^{\rho} a_2^{\rho} \dots)^T \quad (2.17)$$

Lors de la propagation à travers le réseau, chaque mode accumule un déphasage différent dépendant de son indice effectif via la constante de propagation β_m . On définit alors une matrice de propagation Φ décrivant le déphasage accumulé pour une traversée de réseau d'épaisseur T_g . En raison de l'orthogonalité des modes, ils se propagent indépendamment les uns des autres, la matrice de propagation est donc diagonale :

$$\Phi_{m,n} = \begin{cases} \exp(-\beta_m T_g z) & \text{pour } n = m \\ 0 & \text{pour } n \neq m \end{cases}$$

Aux interfaces d'entrée (A) et de sortie (B) du réseau, les modes propagatifs selon $+z$ sont réfléchis vers les modes contra-propagatifs $-z$, les amplitudes des modes incidents et réfléchis sont reliés par la matrice ρ :

$$\mathbf{a}^{\rho} = \rho \mathbf{a} \quad (2.18)$$

Il est important de noter ici que dans le cas général, la matrice ρ n'est pas diagonale. C'est à dire qu'il y a un échange d'énergie entre les modes lors de la réflexion à l'interface.

Les valeurs des coefficients de réflexion de la matrice ρ sont déterminés en appliquant les relations de continuités des champs électromagnétiques aux interfaces entre l'onde incidente et réfléchi du milieu (I) et les modes de Bloch à l'intérieur du réseau pour l'interface (A), et entre les ondes transmises vers le milieu (III) et les modes de Bloch du réseau pour l'interface (B).

En appliquant les relations de continuité aux interfaces pour les champs E et H, on obtient les matrices Γ des coefficients de couplages entre les modes n extérieurs au réseau (les ordres de diffraction), et les modes m dans le réseau (les modes de Bloch) :

$$\Gamma_{Hn,m} = \Lambda^{-1} (2 - \delta_{n,0}) \int_0^{\Lambda} h_{y,m}^{in}(x) h_{y,n}^{out}(x) dx \quad (2.19)$$

$$\Gamma_{En,m} = \Lambda^{-1} (2 - \delta_{n,0}) (Z_0 \gamma_n / k_0)^{-2} \int_0^{\Lambda} e_{y,m}^{in}(x) e_{y,n}^{out}(x) dx \quad (2.20)$$

Avec $\delta_{n,0}$ le symbole de Kronecker, $h_{y,m}^{in}(x)$ et $e_{y,m}^{in}(x)$ les profils des champs magnétique et électriques des modes de Bloch du réseau périodique [103].

De ces relations de continuité aux interfaces, il est possible d'en déduire une expression analytique de la matrice ρ :

$$\rho = (I + \Gamma_H^{-1}\Gamma_E)^{-1}(I - \Gamma_H^{-1}\Gamma_E) \quad (2.21)$$

puis les matrices de réflexion et de transmission du réseau :

$$R = (Z_{in} + I)^{-1}(Z_{in} - I) \quad (2.22)$$

$$T = 2\Gamma_E(I + \rho)\Phi [(Z_{in}^{-1} + I)\Gamma_E(I + \Phi\rho\Phi)]^{-1} \quad (2.23)$$

où I correspond à la matrice identité et Z_{in} à la matrice d'impédance d'entrée du système :

$$Z_{in} = \Gamma_E(I + \Phi\rho\Phi)(I - \Phi\rho\Phi)^{-1}\Gamma_H^{-1} \quad (2.24)$$

Les propriétés les plus remarquables des réseaux à haut contraste d'indice peuvent ainsi être entièrement déduites à partir de la matrice ρ , qui décrit l'interaction et le couplage des modes aux interfaces, et de la matrice Φ , qui rend compte de la propagation des modes. La description physique de l'interaction d'une onde électromagnétique avec une structure de périodicité proche longueur d'onde grâce à ces deux matrices permet alors de définir les modes propres \mathcal{C} du réseau à haut contraste d'indice d'épaisseur finie.

Ce sont ces modes propres \mathcal{C} qui vont construire des résonances de type Fabry-Perot. Une résonance apparaît lorsqu'un mode propre \mathcal{C} du réseau se conserve après une propagation aller-retour entre les deux interfaces (A) et (B) du réseau, c'est à dire qu'il satisfait la condition $\mathcal{C} = \rho\Phi\rho\Phi\mathcal{C}$. La condition de résonance s'exprime alors :

$$\det[\mathbf{I} - (\rho\Phi)^2] = 0 \quad (2.25)$$

Cette équation présente l'avantage de pouvoir simplifier l'étude des mécanismes des réseaux à haut contraste d'indice en transformant le problème complexe de résonance à deux modes en une étude de la matrice de demi passage $\rho\Phi$. La diagonalisation de la matrice $\rho\Phi$ permet de changer de base de modes et d'obtenir les modes propres du réseau à haut contraste d'indice. Si l'élément n de la diagonale de cette matrice possède une phase multiple de π , cela signifie que le mode n du réseau atteint la condition de résonance. Chacun des deux modes de réseau peut satisfaire cette condition de résonance indépendamment, comme illustré par les courbes bleues de la cartographie de la Figure 2.9. Ces deux résonateurs peuvent également satisfaire la condition de résonance simultanément, ce qui donne lieu à des résonances à fort facteur de qualité. Ce sont les changements abruptes de réflectivités présents dans la zone A indiquée sur la cartographie de la Figure 2.9.

Enfin, et c'est la configuration qui permet d'obtenir un effet miroir large bande, le déphasage entre les deux modes de réseau peut être un multiple impair de π après une traversée de réseau. Dans cette condition, on observe une interférence destructive entre les deux modes à l'interface de sortie du réseau, à l'origine d'une

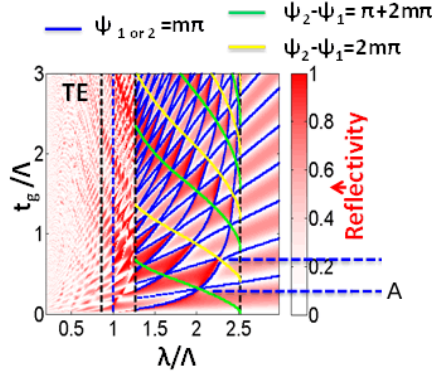


FIGURE 2.9 – Cartographie de la réflectivité TE d’un réseau d’indice $n_h = 3.47$ entouré d’un milieu bas indice $n_b = 1$ avec un rapport de forme $d/\Lambda = 0.7$ et illuminé sous une incidence normale (Karagosky et Chang-Hasnain [106]). Les motifs formés par les variations de réflectivités correspondent avec les résonances des modes de réseaux définies par un déphasage multiple de π pour une traversée de réseau (courbes bleues).

réflectivité exceptionnelle de 100 %. Ce cas de figure est représenté par la courbe verte de la cartographie 2.9.

Bien que le modèle basé sur les résonances de modes de Bloch permette d’expliquer avec exactitude le comportement des structures à réseaux à haut contraste d’indice, la théorie reste assez complexe et les structures fabriquées usuellement combinent le réseau avec d’autres couches de matériaux rendant alors le dimensionnement du miroir délicat. D’autres modèles ont été développés par le passé pour étudier spécifiquement la réflectivité des structures périodiques de manière très efficace en terme de temps de calcul et seront présentés dans la section suivante.

2.3 Les méthodes de simulation numérique des réseaux

2.3.1 Le choix de la méthode modale de Fourier ou RCWA

La compréhension détaillée du problème des réseaux proche longueur d’onde est très récente et l’essentiel des travaux liés à ce sujet sont parus au cours de ce travail de thèse [103]. Il existe cependant d’autres méthodes de simulation disponibles pour déterminer la répartition d’énergie dans les différents ordres diffractés par un réseau. Il est par exemple possible d’utiliser une simulation basée sur une méthode aux différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain – FDTD), en utilisant des conditions aux limites périodiques afin de simuler un réseau infini.

La méthode FDTD consiste à diviser l’espace d’étude selon un maillage de points où les équations de Maxwell, exprimées selon des équations différentielles dépendantes du temps, sont discrétisées et résolues à un instant donné t pour chaque point du maillage. Cette résolution est répétée ensuite pour chaque intervalle de temps permettant de faire évoluer le système étudié. L’inconvénient majeur de cette

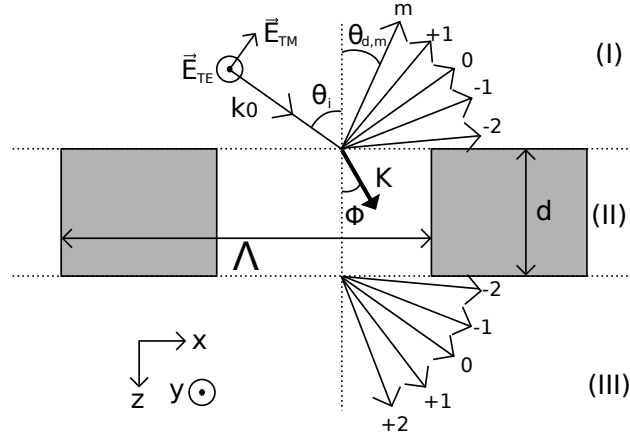


FIGURE 2.10 – Schéma de la diffraction par un réseau

technique “d’expérience numérique” réside dans la nécessité de disposer de ressources mémoires et de puissance de calcul importantes. En effet, afin de conserver une convergence des résultats de simulation, il est impératif de respecter la condition de Courant-Friedrichs-Lewy reliant la discrétisation temporelle Δt à la discrétisation spatiale Δx qui s’exprime pour le cas d’un maillage 3D cubique selon $\Delta t \leq \Delta x / \sqrt{3}c$, avec c la célérité de la lumière. De plus, la discrétisation spatiale Δx doit être plus faible que la longueur d’onde λ pour assurer un échantillonnage suffisamment précis par rapport à la variation des champs électro-magnétiques. Durant ce travail de thèse, le logiciel commercial Lumerical implémentant la FDTD a été utilisé.

Les structures réseaux présentent toutefois l’avantage de pouvoir être simulées par différentes méthodes numériques telles que la méthode différentielle [107], la méthode C [108], ou l’analyse rigoureuse par ondes couplées [109]. Ces approches de la résolution du problème de diffraction sont spécialement développées pour calculer la répartition d’énergie dans les différents ordres transmis et réfléchis en tenant compte de la symétrie de translation des structures réseaux. La structure à étudier est ainsi seulement discrétisée en couches invariantes selon la direction z ce qui rend l’exécution des calculs plus rapide et économe en capacité mémoire que la méthode aux différences finies. La méthode la plus couramment utilisée aujourd’hui pour l’étude des réseaux proche longueur d’onde à haut contraste d’indice est l’analyse rigoureuse par ondes couplées (Rigorous Coupled Wave Analysis – RCWA, autrement nommée Fourier Modal Method [110] ou Scattering Matrix Method [111]). Cette méthode repose sur une résolution des équations de Maxwell dans l’espace de Fourier en ayant préalablement développé en série de Fourier les champs électrique E et magnétique H ainsi que la permittivité diélectrique ε et la perméabilité magnétique μ dans chacune des couches de la structure. La RCWA, introduite initialement par Knop et al en 1978, est une méthode rigoureuse dans le sens où aucune hypothèse d’approximation n’est réalisée lors de son développement mathématique. La précision du résultat obtenu dépend uniquement du nombre de termes conservés lors du développement en séries de Fourier des grandeurs physiques du problème.

2.3.2 Équations de base de la RCWA

Dans cette partie, le développement général de la méthode RCWA est abordé pour une polarisation TE en se basant sur l'article de Moharam et al [112]. On se limite ici à l'étude d'une unique couche structurée périodiquement de pas Λ illuminée sous un angle θ (Figure 2.10). Les matériaux sont considérés diélectriques et non magnétiques ($\mu = \mu_0$). L'espace est alors divisé selon 3 régions : un milieu homogène d'indice n_I , le milieu (II) composé du réseau dont la permittivité $\varepsilon(x)$ est décrite par une fonction périodique respectant $\varepsilon(x) = \varepsilon(x + \Lambda)$ et un milieu homogène (III) d'indice n_{III} .

Les champs sont exprimés comme la somme de l'onde incidente et des ordres diffractés réfléchis dans le milieu (I) :

$$E_{I,y}(x, z) = \exp(-jk_0 n_I (\sin \theta x + \cos \theta z)) + \quad (2.26)$$

$$\sum_i^{\infty} R_i \exp(-j(k_{x,i}x - k_{z,i}^I z)) \quad (2.27)$$

Et la somme des ordres diffractés transmis dans le milieu (III) à travers la couche périodique d'épaisseur d :

$$E_{III,y}(x, z) = \sum_i^{\infty} T_i e^{-j(k_{x,i}x - k_{z,i}^{III}(z-d))} \quad (2.28)$$

Chaque ordre i est diffracté selon une direction k_i^l dans le milieu l définie par le théorème de Floquet-Bloch :

$$k_{x,i}^l = k_0 \left(n_l \sin \theta - i \frac{\lambda_0}{\Lambda} \right) \quad (2.29)$$

Le calcul de la constante de propagation k_z^l dans le milieu l permet alors de définir les ordres de diffractions propagatifs ou évanescents :

$$k_{z,i}^l = \begin{cases} k_0 \sqrt{n_l^2 - \left(\frac{k_{x,i}}{k_0}\right)^2} & \text{pour } k_0 n_l > k_{x,i} \text{ (propagatif)} \\ -jk_0 \sqrt{\left(\frac{k_{x,i}}{k_0}\right)^2 - n_l^2} & \text{pour } k_0 n_l < k_{x,i} \text{ (évanescent)} \end{cases} \quad (2.30)$$

Le problème posé ici est la détermination des amplitudes R_i et T_i de diffraction. La méthode RCWA exploite la périodicité du réseau dans la région (II) à travers la résolution du problème dans un espace de Fourier. Pour cela, on exprime les séries de Fourier spatiales :

$$\varepsilon(x) = \sum_h^{\infty} \varepsilon_h \exp\left(j \frac{2\pi h x}{\Lambda}\right) \quad (2.31)$$

$$E_{II,y}(x, z) = \sum_i^{\infty} S_{y,i}(z) \exp(-jk_{x,i}x) \quad (2.32)$$

$$H_{II,y}(x, z) = -j\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sum_i^{\infty} U_{x,i}(z) \exp(-jk_{x,i}x) \quad (2.33)$$

Les amplitudes $S_{y,i}(z)$ et $U_{x,i}(z)$ correspondent aux harmoniques spatiales des champs E et H , ce sont les inconnues du problème. On résout alors les équations de Maxwell dans le réseau. Il est important de noter ici que la résolution des équations se fait sur l'ensemble des sommes car les équations de Maxwell ne s'appliquent pas indépendamment aux harmoniques $S_{y,i}(z)$ et $U_{x,i}(z)$.

$$\vec{H} = \frac{j}{\omega\mu} \nabla \times \vec{E} \quad (2.34)$$

Soit :

$$\frac{\partial E_{II,y}}{\partial z} = j\omega\mu_0 H_{II,x} \quad (2.35a)$$

$$\frac{\partial H_{II,x}}{\partial z} = j\omega\varepsilon_0 E_{II,y} + \frac{\partial H_{II,z}}{\partial x} \quad (2.35b)$$

En injectant le développement de Fourier des champs des équations (2.32) et (2.33) dans l'équation de Maxwell-Faraday (Eq. 2.35a), on obtient :

$$\frac{\partial S_{y,i}(z)}{\partial z} = k_0 U_{x,i}(z) \text{ avec } k_0 = \frac{\omega}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \quad (2.36)$$

De même, pour l'équation (2.35b) :

$$\frac{\partial U_{x,i}(z)}{\partial z} = \frac{k_{x,i}^2}{k_0} S_{y,i}(z) - k_0 \sum_p \varepsilon_{i-p} S_{y,p}(z) \quad (2.37)$$

Le système suivant peut alors être écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial S_{y,i}(z)}{\partial z} = k_0 U_{x,i}(z) \\ \frac{\partial U_{x,i}(z)}{\partial z} = \frac{k_{x,i}^2}{k_0} S_{y,i}(z) - k_0 \sum_p \varepsilon_{i-p} S_{y,p}(z) \end{cases} \quad (2.38)$$

Qui peut se simplifier, avec le changement de variable $z' = zk_0$, pour former l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^2 S_{y,i}(z')}{\partial z'^2} = \frac{k_{x,i}^2}{k_0^2} S_{y,i}(z') - \sum_p \varepsilon_{i-p} S_{y,p}(z') \quad (2.39)$$

Ce sont les “ondes couplées”. Chaque coefficient $S_{y,i}(z')$ dépend de la somme de l'ensemble des $S_{y,p}(z')$.

La résolution de l'équation différentielle du second ordre (2.39) permet alors de déterminer les coefficients $S_{y,i}(z')$. Pour cela, on exprime le problème sous forme matricielle :

$$\left[\frac{\partial^2 \vec{S}_y}{\partial z'^2} \right] = [\vec{A}] [\vec{S}_y] \quad (2.40)$$

Avec $\vec{A} = \vec{K}_x^2 - \vec{\varepsilon}$, matrice $(i \times i)$, où \vec{K}_x^2 est une matrice diagonale des vecteurs d'ondes $k_{x,i}^2/k_0^2$ et $\vec{\varepsilon}$ une matrice de Toeplitz des coefficients de Fourier de la permittivité.

On résout l'équation différentielle (2.39) en calculant les racines carrées positives q_m des valeurs propres et les vecteurs propres $w_{i,m}$ de la matrice A , ce qui nous donne :

$$S_{y,i}(z) = \sum_{m=1}^n w_{i,m} \left\{ c_m^+ e^{-k_0 q_m z} + c_m^- e^{k_0 q_m (z-d)} \right\} \quad (2.41)$$

$$U_{x,i}(z) = \sum_{m=1}^n v_{i,m} \left\{ -c_m^+ e^{-k_0 q_m z} + c_m^- e^{k_0 q_m (z-d)} \right\} \quad (2.42)$$

Avec $v_{i,m} = q_m w_{i,m}$.

Pour des raisons de stabilité de calcul, l'évaluation des valeurs des coefficients c_m^+ et c_m^- , déterminées grâce aux conditions aux limites, se fait simultanément avec l'évaluation des coefficients de réflexion R_i et T_i .

En $z = 0$:

$$\delta_{i0} + R_i = \sum_{m=1}^n w_{i,m} \left(c_m^+ + c_m^- e^{-k_0 q_m d} \right) \quad (2.43)$$

$$j \left(n_I \delta_{i0} \cos \theta - (k_{z,i}^I / k_0) R_i \right) = \sum_{m=1}^n v_{i,m} \left(c_m^+ + c_m^- e^{-k_0 q_m d} \right) \quad (2.44)$$

Soit sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \delta_{i0} \\ j n_I \delta_{i0} \cos \theta \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \vec{I} \\ -j \vec{Y}_I \end{bmatrix} [\vec{R}] = \begin{bmatrix} \vec{W} & \vec{W} \vec{X} \\ \vec{V} & -\vec{V} \vec{X} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{c}^+ \\ \vec{c}^- \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

Où \vec{X} et \vec{Y}_I sont des matrices diagonales d'éléments $X_{m,m} = e^{-k_0 q_m d}$ et $Y_{I,m,m} = k_{I,zi}/k_0$ et \vec{W} et \vec{V} définis par les vecteurs propres $w_{i,m}$ et $v_{i,m}$.

De même, en $z = d$, la continuité des champs donne :

$$\sum_{m=1}^n w_{i,m} \left(c_m^+ e^{-k_0 q_m d} + c_m^- \right) = T_i \quad (2.46)$$

$$\sum_{m=1}^n v_{i,m} \left(c_m^+ e^{-k_0 q_m d} - c_m^- \right) = j (k_{II,zi} / k_0) T_i \quad (2.47)$$

Soit :

$$\begin{bmatrix} \vec{W}\vec{X} & \vec{W} \\ \vec{V}\vec{X} & -\vec{V} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{c}^+ \\ \vec{c}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{I} \\ j\vec{Y}_{II} \end{bmatrix} [\vec{T}] \quad (2.48)$$

Avec $Y_{II,m} = k_{II,zi}/k_0$.

On résout simultanément les deux équations (2.45) et (2.48) pour obtenir les matrices de coefficients de réflexion R et de transmission T en même temps que les coefficients c_m^+ et c_m^- .

La résolution du problème de diffraction par un réseau présentée ici repose sur la formulation stable de la RCWA pour une polarisation TE telle que présentée par Moharam et al [112]. Une formulation spécifique à la polarisation TM a par la suite été développée pour améliorer la convergence de l'algorithme pour cette polarisation [57]. Plus récemment, la méthode RCWA a été également étendue à l'étude de structures non périodiques [113].

2.3.3 Logiciels de simulation et critère de convergence

La RCWA étant une méthode d'analyse très répandue, de nombreux logiciels sont disponibles commercialement, tels que Unigit [114] ou Reticolo Software [115], ou sous licence libre, comme par exemple mrcwa [116], RiCWaA [117], camfr [118]. Dans cette thèse nous avons souhaité tirer profit de la suite logicielle mathématique Sage[119] afin de développer notre outil de conception de réseaux à haut contraste d'indice. Sage présente l'avantage de fournir une interface de programmation simple en harmonisant un grand ensemble de solutions libres¹ pour le calcul numérique (numpy) ou formel (maxima) ainsi que des logiciels de représentation graphique (matplotlib). Sage étant écrit en langage interprété Python, il est possible d'y installer des programmes supplémentaires très aisément s'ils sont interfacés en Python. On peut ainsi combiner aisément les outils mathématiques et graphiques de Sage pour interagir directement avec les fonctionnalités du nouveau programme installé. Plusieurs logiciels commerciaux et libres implémentant la RCWA ont été testés et utilisés dans ce travail de thèse. Deux d'entre eux ont été retenus en raison de leur compatibilité avec Sage : mrcwa [116] et camfr [118].

Afin de réaliser un miroir pour une application VCSEL, celui-ci doit présenter une réflectivité supérieure à $R > 0.995$. Il est donc nécessaire d'avoir une précision sur les valeurs calculées de l'ordre de 10^{-3} . Dans cette partie, la précision des résultats est étudiée afin d'optimiser le temps de calcul pour les deux logiciels choisis.

La limitation principale de la précision étant le nombre de termes retenus lors des développements des séries de Fourier en RCWA, il est important d'évaluer le nombre de ces ordres nécessaires pour les simulations de miroirs. Pour cela, nous avons calculé la réflectivité d'une structure réseau en silicium combinée à une couche de silice en tant que matériau bas indice comme présenté sur la Figure 2.11. Dans

1. Voir la liste complète : <http://www.sagemath.org/fr/components.html>

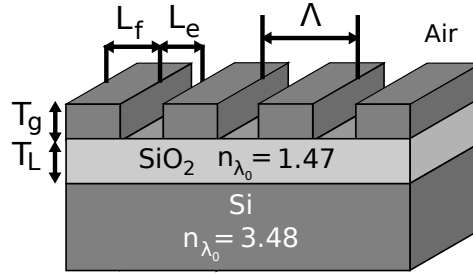


FIGURE 2.11 – Schéma du réseau en silicium d'indice $n = 3.48$ gravé au dessus d'une couche de silice d'indice $n = 1.47$ conçu pour une réflectivité supérieure à 99.5 % centrée à $\lambda_0 = 2.3 \mu\text{m}$. La période Λ du réseau est de 984 nm avec un facteur de forme $FF = L_f/\Lambda = 64 \%$. Les épaisseurs T_g du réseau et T_L de la silice sont respectivement de 378 nm et 624 nm.

Ordre	mrcwa (2000 points)	camfr (1500 points)
6	< 1 min	10 s
24	10 min	60 s
60	60 min	3 min
100	180 min	8 min 30 s

TABLE 2.3 – Ordre de grandeur du temps de calcul pour les logiciels mrcwa et camfr en fonction du nombre d'ordres retenus.

le cas d'une application VCSEL, l'onde incidente est normale au plan du réseau et issue du substrat. La simulation est réalisée plusieurs fois dans les mêmes conditions en augmentant la précision des calculs avec un nombre d'ordres retenu égal à 6, 24, 60 et 100.

Au début de ce travail de thèse, le logiciel mrcwa a d'abord été retenu en raison de sa simplicité d'intégration dans **Sage**. Pour ce logiciel, le nombre d'ordres optimal à utiliser lors des calculs est de 24. Cette valeur permet d'avoir une précision suffisamment grande pour un temps de calcul raisonnable (Tableau 2.3). On observe cependant une certaine instabilité de l'implémentation de la méthode de calcul pour ce logiciel avec l'apparition de divergences lorsque le nombre d'ordre de Fourier retenu devient supérieur à 60 comme le montre la Figure 2.12a. Par la suite, le logiciel camfr a été utilisé afin d'augmenter la précision des calculs et de réduire le temps des simulations.

Le logiciel camfr (cavity modelling framework), qui est à la base un solveur vectoriel des équations de Maxwell, implémente la méthode RCWA et permet de converger vers la solution avec 24 ordres avec une précision suffisante (Figure 2.12b). Ce second logiciel ne présente pas d'instabilité en augmentant le nombre d'ordres retenus et permet d'atteindre une grande précision à l'ordre 60. De plus, puisqu'il offre une réduction d'un facteur 10 du temps de calcul (Tableau 2.3), les simulations en fin de thèse ont été réalisées préférentiellement avec ce logiciel.

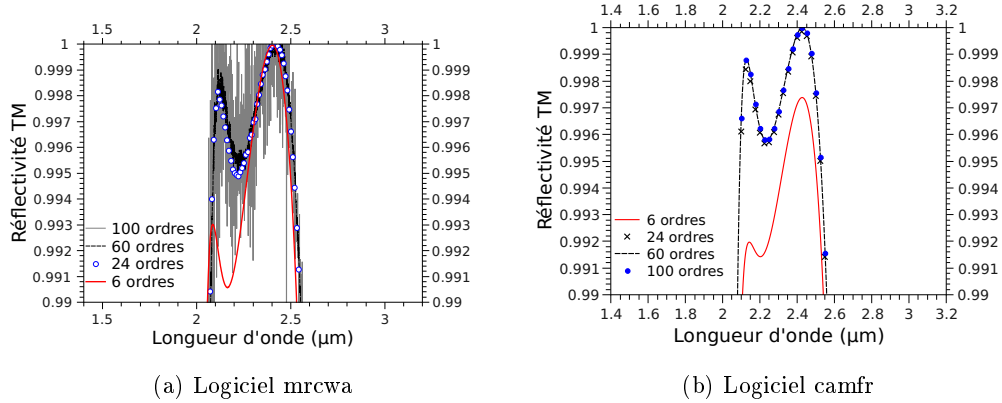


FIGURE 2.12 – Détermination du nombre d'ordre de diffraction à conserver lors des simulations des spectres de réflexion pour l'onde TM à l'ordre 0.

2.4 Conclusion

La fin des années 2000 a vu se développer un nouveau régime de fonctionnement pour les réseaux permettant d'atteindre des propriétés optiques remarquables dans des domaines très variés de l'optique intégrée ou en champ libre. Ces propriétés extra-ordinaires sont atteintes lorsque la périodicité du réseau est proche longueur d'onde ($\lambda/\Lambda \sim 1.5$) et lorsqu'il existe un haut contraste d'indice ($\Delta n \sim 2$) entre les barres du réseau et le milieu environnant. Ce comportement inattendu est expliqué par une théorie faisant intervenir des résonances de type Fabry-Perot entre plusieurs modes de Bloch aux interfaces de la couche formant le réseau.

L'effet le plus remarquable de cette nouvelle classe de réseaux réside dans un effet miroir supérieur à 99.5 % sur une large bande, ce qui présente un très grand intérêt pour une application VCSEL. De plus, en raison de son effet polarisant et d'une épaisseur inférieure à la longueur d'onde, ce nouveau type de réflecteur est très prometteur pour résoudre les problèmes d'instabilité en polarisation du faisceau émis et pour augmenter les performances des VCSELs dans le moyen infrarouge. Le chapitre suivant est alors consacré à la conception d'un miroir à réseau afin de répondre aux besoins des VCSELs.

Optimisation de la réflectivité de miroirs HCG pour VCSEL

L'une des originalités du projet ANR Marsupilami est d'utiliser un réseau à haut contraste d'indice pour remplacer le miroir supérieur d'un laser VCSEL émettant dans le moyen infrarouge au delà de $2.3\ \mu\text{m}$. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les propriétés des réseaux à haut contraste d'indice reposent sur un mécanisme complexe de résonance entre plusieurs modes de Bloch, cependant une méthode de simulation numérique efficace, la RCWA, est à notre disposition pour évaluer rapidement la réflectivité de ces structures. Dans ce chapitre, la démarche permettant de concevoir des réseaux à haut contraste d'indice spécifiquement adaptés pour une application VCSEL est présentée.

3.1 Problématique de la conception des réseaux à haut contraste d'indice

3.1.1 Aspects technologiques de la fabrication de réseaux

La fabrication des structures périodiques conçues lors de ce travail de thèse est effectuée conjointement par l'IES à Montpellier et le LAAS à Toulouse. L'un des objectifs du projet Marsupilami est d'acquérir le savoir faire technologique nécessaire à la réalisation de miroirs à réseaux permettant d'atteindre des performances suffisamment élevées pour une application VCSEL. Le développement et la maîtrise des étapes technologiques nécessaire à la gravure de ces structures ont été réalisés au LAAS par Youness Laarroussi dans le cadre de son travail de thèse et sont décrits en détails au chapitre 3 de son manuscrit [38]. Les principales étapes réalisées lors de la fabrication d'un miroir à réseau gravé dans un matériaux semi-conducteur tel que l'arseniure de gallium sont les suivantes :

1. La croissance épitaxiale par jets moléculaires des couches du miroir (Molecular Beam Epitaxy – MBE). Cette technique de croissance permet le dépôt cristallin de matériaux semi-conducteurs et est réalisée à l'IES. Le contrôle des épaisseurs déposées se fait avec grande précision grâce à l'utilisation d'une mesure in-situ par diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED), possible en raison des conditions d'ultra vide du bâti de croissance MBE.
2. Le dépôt d'une couche de SiO_2 par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition – PECVD), réalisé

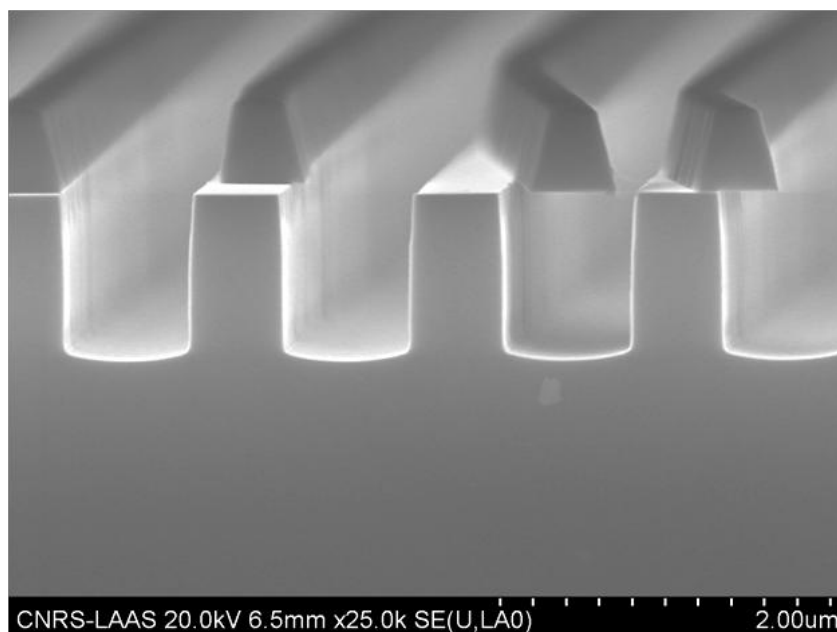


FIGURE 3.1 – Image par microscopie électronique à balayage d’un réseau fabriqué sur un substrat d’arséniure de gallium. La gravure est réalisée au LAAS par ICP-RIE grâce à l’utilisation d’un masque SiO_2 dont on voit clairement le résidu au dessus des barres du réseau. [38]

au LAAS. Cette couche joue le rôle de masque de transfert entre les motifs écrits par nanolithographie et le réseau final en semi-conducteur.

3. La nanolithographie qui permet de définir la périodicité Λ et le facteur de remplissage FF du réseau. Deux technologies de nanolithographie ont été utilisées au LAAS : la lithographie par projection (stepper) ou la lithographie électronique. Dans les deux cas, une résine est d’abord déposée sur la couche de silice. La lithographie par projection consiste à transférer les motifs du réseau déjà inscrits sur un masque prédéfini vers une couche de résine photosensible grâce à une illumination UV. Cette technique présente l’avantage d’être rapide et peu coûteuse comparée à la lithographie électronique. Cette seconde technique, la nanolithographie électronique, inscrit les motifs à graver dans la résine grâce à un balayage 2D de la zone par l’utilisation d’un faisceau d’électrons focalisé. Elle permet d’atteindre des niveaux de précision nanométriques pour les dimensions des motifs mais nécessite beaucoup plus de temps pour l’écriture et s’applique plus difficilement à une échelle industrielle. Cependant, elle conserve l’avantage de pouvoir changer facilement de motif à chaque nouvelle écriture et est très adaptée dans le cadre de la recherche et développement.
4. La gravure sèche du réseau proprement dite, effectuée également au LAAS. Deux étapes de gravure sont nécessaires dans deux bâtis différents. La première est une gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching – RIE) qui utilise un plasma permettant de combiner un effet physique de bombardement des ions

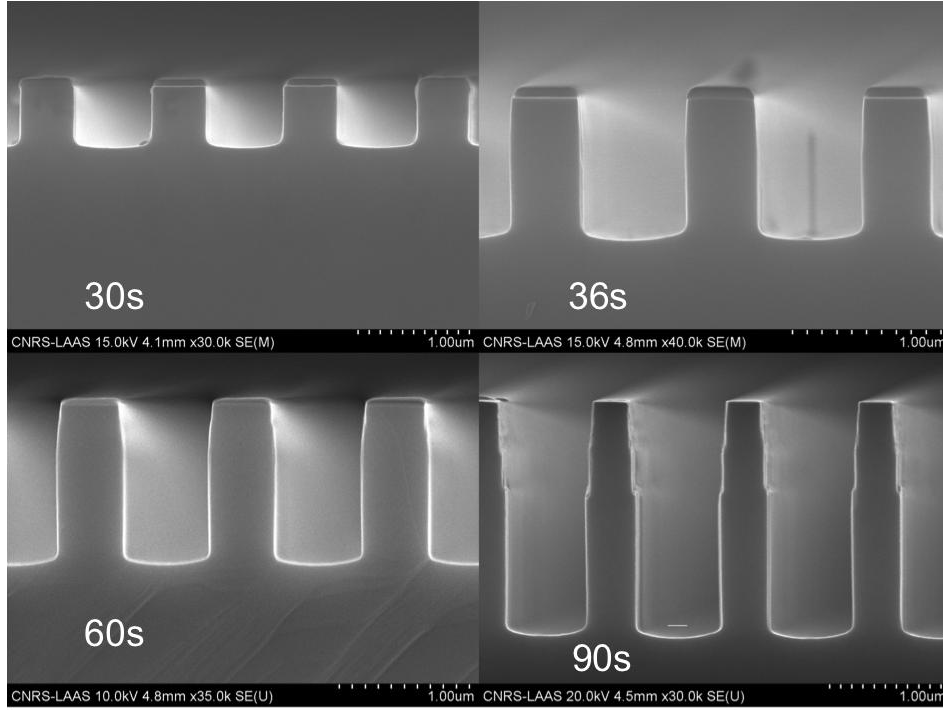


FIGURE 3.2 – Image par microscopie électronique à balayage de réseaux d’arseniure de gallium ayant subi des temps de gravure différents. On observe une dégradation du profil de gravure pour les temps longs issus de l’érosion du masque de silice. [38]

pour arracher la matière de l’échantillon à un effet chimique avec une réaction entre les ions bombardés et les espèces de l’échantillon. Cette première gravure au gaz CHF_3 sert à transférer le motif défini en nanolithographie du masque de résine vers la couche de silice SiO_2 . La seconde étape de gravure s’effectue à l’aide d’un plasma généré par couplage inductif avec un champ magnétique radio fréquence (Inductively Coupled Plasma – ICP) pour transférer le motif du masque de silice vers le matériau III-V. C’est cette seconde technique de gravure qui a été optimisée jusqu’à aboutir vers une recette de $\text{Cl}_2/\text{N}_2/\text{Ar}$ permettant d’obtenir un réseau aux crêneaux bien définis avec des flancs verticaux et un fond de gravure horizontal indispensables à l’effet miroir.

On obtient alors une structure telle que le réseau GaAs de la photographie de la Figure 3.1 où l’on peut encore voir le masque de silice ayant servi à définir les barres du réseau.

En raison de leurs dimensions proches de la longueur d’onde imposées par le régime à deux modes de Bloch décrit dans le Chapitre 2, la fabrication des miroirs à réseau est un défi. En effet, l’ordre de grandeur du pas du réseau atteint les limites de la technologie de photolithographie par projection dont la résolution est limitée à 350 nm du fait de la longueur d’onde UV utilisée.

Par ailleurs, le facteur de forme du réseau, défini par le rapport $SF = L_e/T_g$ entre la largeur de la fente gravée L_e et la profondeur de gravure T_g , est également

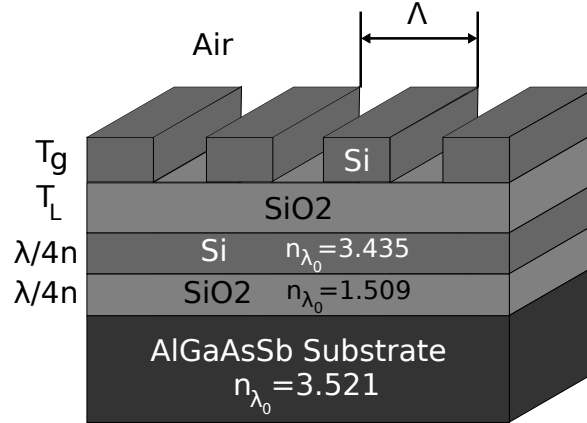


FIGURE 3.3 – Schéma d'un miroir à réseau diélectrique Si ($n_{Si} = 3.435$) et SiO₂ ($n_{SiO_2} = 1.509$) combinant deux couches quart d'onde pour augmenter la réflectivité totale du dispositif. Les dimensions géométriques de la structure à optimiser pour obtenir une réflectivité large bande centrée à $\lambda_0 = 2.65 \mu\text{m}$ sont la période Λ , le facteur de remplissage $FF = L_f/\Lambda$ et l'épaisseur du réseau T_g ainsi que l'épaisseur de la couche de silice T_L .

un facteur limitant. Lors de la gravure de l'arseniure de gallium, le masque de silice s'érode principalement sur les bords. Cette usure progressive du masque au cours de la gravure va dégrader le profil de gravure des structures profondes comme on peut le voir sur la Figure 3.2. Pour cela, il est donc préférable de conserver des fentes peu profondes ayant un facteur de forme SF proche de l'unité, avec une valeur minimale retenue de 0.9.

3.1.2 Conception manuelle des miroirs à réseau

Pour pouvoir concevoir un miroir HCG qui réponde aux besoins des VCSELs, il est nécessaire de satisfaire les conditions requises par ce type de laser comme indiquées dans le Chapitre 1. En raison de la faible épaisseur de la zone de gain inhérente aux structures VCSELs, la réflectivité attendue du miroir supérieur doit être d'au moins 99.5 %. En pratique dans le moyen infrarouge, les miroirs de Bragg sont composés de 23.5 paires AlAsSb/GaSb pour une réflectivité supérieure à 99.7 % à $\lambda_0 = 2.3 \mu\text{m}$ et possèdent une largeur de bande de l'ordre de 150 nm [28]. Pour la conception de miroirs à réseaux à haut contraste d'indice, il faut atteindre cet ordre de grandeur de performance. Par ailleurs, pour stabiliser la polarisation émise par le composant VCSEL, le miroir à réseau ne doit atteindre de grandes réflectivités que pour une seule polarisation. Ainsi, le coefficient de réflexion du mode TE ne doit pas dépasser $R_{TE} = 90 \%$ sur l'ensemble de la gamme spectrale de haute réflectivité du mode TM.

Pour être capable d'atteindre un effet miroir si performant, il est nécessaire d'ajuster avec précision l'ensemble des paramètres de la structure réseau. Pour illustrer ces propos, une réflectivité TM supérieure à 99.5 % centrée à $\lambda_0 = 2.65 \mu\text{m}$ peut être obtenue par un miroir de silicium tel que celui présenté sur la Figure 3.3. Les

paramètres à ajuster sont la périodicité Λ , le facteur de remplissage $FF = L_f/\Lambda$ et l'épaisseur T_g du réseau. Le haut contraste d'indice est obtenu par la combinaison de barreaux de silicium ($n_{Si} = 3.435$) et d'une couche de silice ($n_{SiO_2} = 1.509$) d'épaisseur T_L . Deux couches quart d'onde sont ajoutées afin d'accroître la réflectivité totale du miroir et le tout est déposé sur un substrat haut indice ($n_{AlGaAsSb} = 3.521$) pouvant être assimilé au matériau de la cavité laser. La réflectivité de l'empilement de couches de la Figure 3.3 est calculée via le logiciel `mRCWA` [116] pour une onde venant du substrat à incidence normale polarisée TM selon une direction perpendiculaire aux barres du réseau.

La méthode de conception des miroir à réseau choisie est de réaliser une étude de l'évolution des spectres de réflectivité en fonction des différents paramètres Λ , FF , T_g et T_L . Dans ce cas, on ne s'intéresse pas au mécanisme physique à l'origine de la haute réflectivité du miroir. Pour cela, il aurait été possible d'étudier le comportement du réseau via une étude des modes de Bloch de la structure périodique à la manière de Karagodsky [103]. Cependant, l'utilisation de la méthode d'analyse par ondes couplées (RCWA) permet d'obtenir rapidement et aisément la réflectivité d'empilements de couches périodiques dans un cas plus général.

La méthode la plus basique pour concevoir un miroir à réseau est d'ajuster chacune des dimensions successivement. Par exemple, une cartographie faisant varier un des paramètres du miroir comme la période, en fixant l'ensemble des autres paramètres à des valeurs initiales choisies empiriquement, est tracée en fonction de la longueur d'onde afin de trouver la longueur de périodicité permettant d'atteindre une réflectivité maximale. Ensuite, cette opération est effectuée à nouveau pour un second paramètre, comme l'épaisseur du miroir, en conservant la valeur optimale de périodicité trouvée précédemment. Puis, elle est renouvelée encore pour le facteur de remplissage et l'épaisseur de la couche de silice. Une fois que l'ensemble des paramètres a été optimisé, il faut ajuster de nouveau la périodicité qui peut présenter une nouvelle valeur d'optimum que celle choisi en premier lieu, compte tenu de l'amélioration apportée aux autres paramètres. Une boucle itérative manuelle est ainsi effectuée sur l'ensemble des paramètres. Au final, on atteint une certaine convergence vers une solution suffisamment satisfaisante où chacun des paramètres est centré sur le maximum de réflectivité. Dans l'exemple de la structure de la Figure 3.3, la convergence vers une réflectivité optimale du miroir permettant d'avoir la plus large bande vérifiant $R_{TM} > 99.5\%$ est atteinte pour $\Lambda = 1.340\ \mu\text{m}$, $FF = 0.40$, $T_g = 0.890\ \mu\text{m}$ et $T_L = 0.320\ \mu\text{m}$ comme on peut le voir pour les cartographies des Figures 3.4 à 3.7. On observe sur la Figure 3.7 que le choix d'un facteur de remplissage de $FF = 0.40$ peut encore être amélioré en choisissant une valeur plus grande de 0.75 par exemple, cependant l'optimisation a été arrêtée ici avec une largeur spectrale de plus de 400 nm. Ce dimensionnement est long et se complique encore d'avantage si l'on doit tenir compte de contraintes supplémentaires telles que la sélectivité en polarisation, le facteur de forme ou la largeur minimale des motifs en raison de contraintes technologiques.

Pour simplifier et rationaliser le processus de conception de miroirs à réseaux à haut contraste d'indice, le choix a été fait d'utiliser un algorithme d'optimisa-

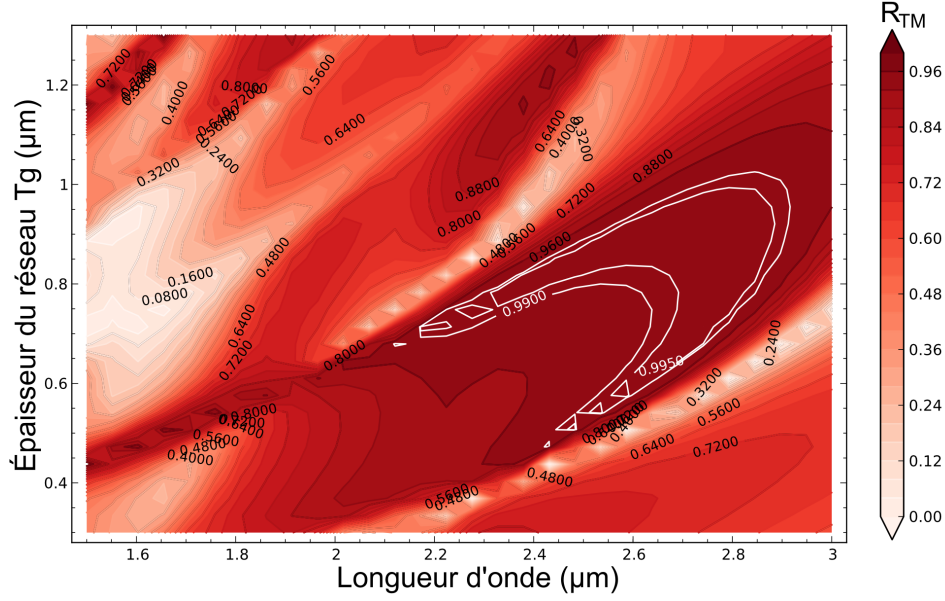


FIGURE 3.4 – Cartographie de la réflectivité du miroir HCG Si/SiO₂ pour une polarisation TM en fonction de l'épaisseur du réseau T_g avec une périodicité $\Lambda = 1.34 \mu\text{m}$, un facteur de remplissage $FF = 0.40$ et une épaisseur de silice de $T_L = 0.320 \mu\text{m}$. La valeur optimale retenue ici est de $T_g = 0.890 \mu\text{m}$.

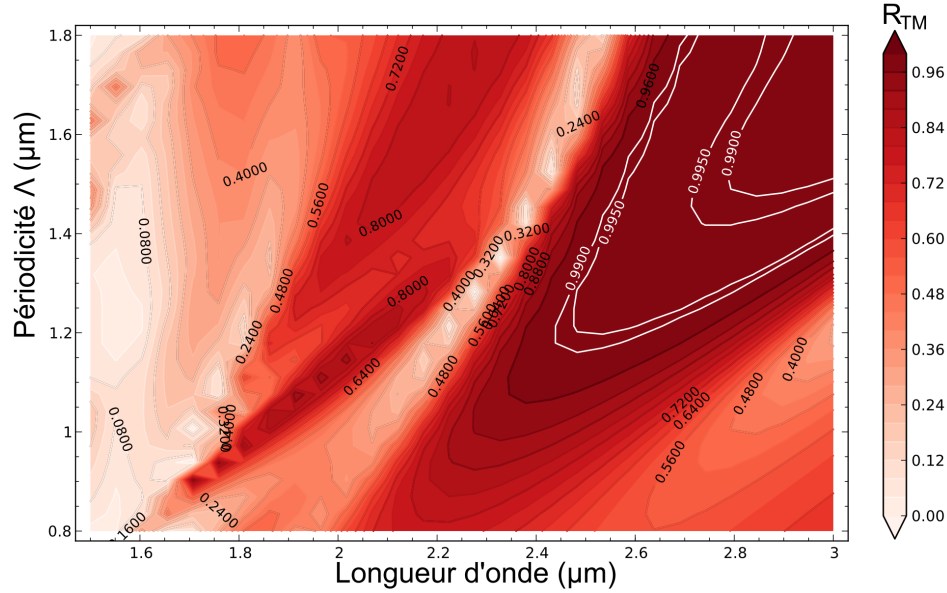


FIGURE 3.5 – Cartographie de la réflectivité du miroir HCG Si/SiO₂ pour une polarisation TM en fonction de la périodicité du réseau Λ avec une épaisseur de réseau $T_g = 0.890 \mu\text{m}$, un facteur de remplissage $FF = 0.40$ et une épaisseur de silice de $T_L = 0.320 \mu\text{m}$. L'optimum choisi pour la périodicité est $\Lambda = 1.34 \mu\text{m}$.

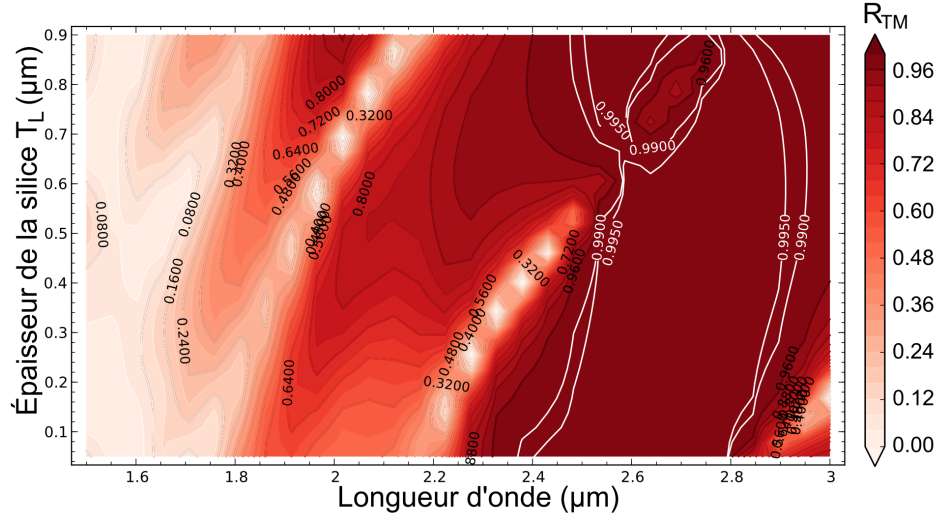


FIGURE 3.6 – Cartographie de la réflectivité du miroir HCG Si/SiO₂ pour une polarisation TM en fonction de l'épaisseur de silice T_L avec une périodicité $\Lambda = 1.34 \mu\text{m}$, un facteur de remplissage $FF = 0.40$ et une épaisseur de réseau $T_g = 0.886 \mu\text{m}$. On observe ici que l'épaisseur de la couche de silice n'a pas un impact majeur sur la largeur spectrale de haute réflectivité et la valeur retenue est de 340 nm.

tion pour ajuster automatiquement les paramètres de la structure. La démarche de la sélection d'un algorithme d'optimisation adapté au problème de conception de miroirs à réseaux est présentée dans la section qui suit.

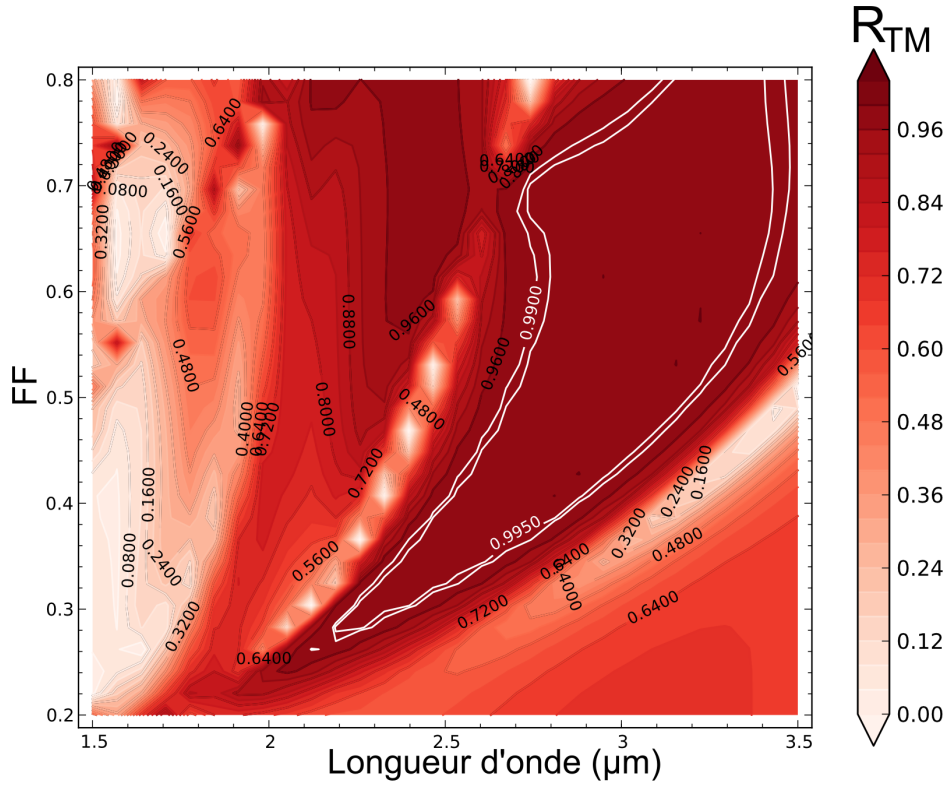


FIGURE 3.7 – Cartographie de la réflectivité du miroir HCG Si/SiO₂ pour une polarisation TM en fonction du facteur de remplissage FF avec une périodicité $\Lambda = 1.34 \mu\text{m}$, une épaisseur de réseau $T_g = 0.890 \mu\text{m}$ et une épaisseur de silice de $T_L = 0.320 \mu\text{m}$. La valeur de facteur de remplissage choisie est de $FF = 0.4$, cependant la largeur spectrale du miroir pourrait encore être améliorée en choisissant un facteur de remplissage plus grand avec par exemple $FF = 0.68$.

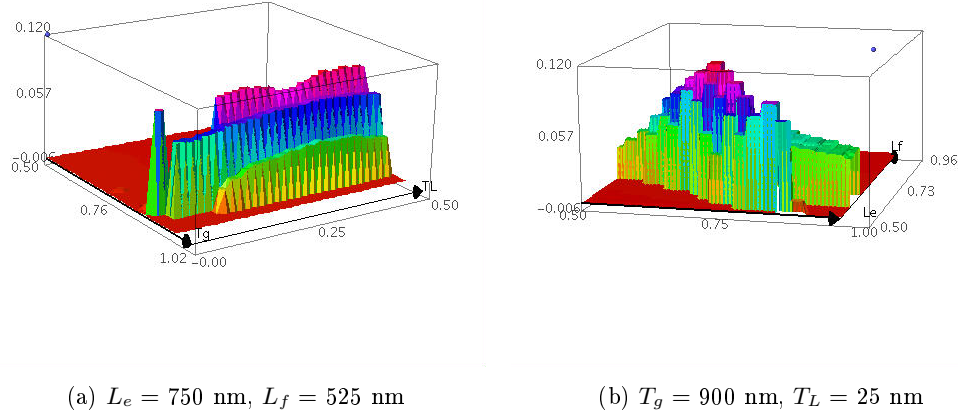


FIGURE 3.8 – Évaluation grossière de la fonction MF avec un échantillonnage de 25 nm sur les paramètres L_e , L_f , T_g et T_L (en μm).

3.1.3 Facteur de mérite

Le problème de conception de miroirs à réseaux à haut contraste d'indice n'étant pas trivial, le choix a été fait de recourir à un algorithme d'optimisation pour ajuster de manière automatique les paramètres de la structure afin d'atteindre une géométrie optimale répondant aux besoins de la cavité VCSEL. En premier lieu, pour pouvoir utiliser un algorithme d'optimisation lors de l'ajustement des paramètres du réseau, il est indispensable de définir de manière quantitative les performances attendues via la définition d'un facteur de mérite. Ce facteur de mérite est calculé via l'étude des spectres de réflectivité obtenus par RCWA et a été défini pour tenir compte des exigences de la structure VCSEL :

$$MF = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \frac{1}{N} \sum_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} R_{TM}(\lambda)g(\lambda) \quad (3.1)$$

Le facteur de mérite MF représente principalement la largeur de la bande spectrale $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ définie comme la plage de longueurs d'onde comprise entre λ_1 et λ_2 . Les limites λ_1 et λ_2 correspondent aux longueurs d'ondes où le miroir vérifie la condition de haute réflectivité pour le mode TM avec un coefficient $R^{TM} > R_{min}^{TM} = 99.5\%$ tout en conservant une selectivité en polarisation avec une réflectivité TE inférieure à $R_{max}^{TE} = 90\%$. La largeur spectrale $\Delta\lambda$ est normalisée par λ_0 , longueur d'onde centrale visée pour le fonctionnement du miroir, dans le but de rendre le facteur de mérite adimensionnel. Enfin, une moyenne des N points de coefficients de réflexion R_{TM} pondérée par une fonction gaussienne définissant la largeur spectrale $\Delta\lambda$ est effectuée afin de centrer la bande de haute réflectivité autour de λ_0 .

L'étude présentée sur la Figure 3.8 représente l'évolution du facteur de mérite pour la structure réseau Si/SiO₂ de la Figure 3.3 en faisant varier simultanément des combinaisons de paramètres telles que l'épaisseur du réseau T_g et l'épaisseur de la couche de silice T_L ou la largeur des fentes L_e et des barres L_f du réseau. Chaque point de ces graphiques en trois dimensions contient l'information sur la largeur spectrale du miroir. On distingue deux régions dans ces espaces de recherche. Une première, majoritaire, où le facteur de mérite est proche de 0, correspond à des miroirs à largeur spectrale nulle, c'est à dire qu'ils ne satisfont pas les conditions de réflectivité à $\lambda_0 = 2.3 \mu\text{m}$. La deuxième région est formée par une chaîne de maximums, avec une amplitude d'environ $MF \sim 0.1$, signifiant que les structures de cette zone fournissent un effet miroir polarisant pour des largeurs spectrales maximales d'environ 265 nm. Le but de l'algorithme d'optimisation est ici de chercher le maximum du facteur de mérite dans l'espace de recherche, c'est à dire, le meilleur miroir pour une application VCSEL combinant la plus haute réflectivité et la plus large bande.

Cependant, la recherche du maximum du facteur de mérite MF s'avère être problématique. En effet, la fonction MF présente de nombreux maximum locaux, elle est non linéaire et non concave. De plus, en raison de son évaluation par des méthodes numériques, la dérivée de la fonction MF en fonction des paramètres d'ajustement du miroir n'est pas connue. La résolution de ce problème par une méthode classique basée sur le gradient reste donc infructueuse. Ce type de problème nécessite l'utilisation d'une méthode d'optimisation dite globale telle que celle que nous avons choisie. Un algorithme de recherche global a comme particularité d'explorer l'ensemble de l'espace de recherche en évitant si possible de converger trop rapidement vers un maximum local. Dans ce type de problème, il n'existe qu'un seul moyen d'obtenir avec certitude l'optimum global : il faut énumérer méthodiquement toutes les solutions possibles. Il est évident que cette démarche est impossible à réaliser dans notre cas. Il faut alors renoncer à chercher à atteindre avec certitude l'optimum global et se consacrer à la recherche d'une solution convenable avec une méthode ayant une bonne probabilité de succès.

3.2 Un algorithme génétique

Le choix de la méthode d'optimisation s'est orienté vers une heuristique dite globale. Une heuristique se définit par la mise en place d'une stratégie visant à améliorer de manière itérative la solution. Cette stratégie nécessite peu d'hypothèses quant à la nature du problème (dérivabilité, continuité, ...) et permet de trouver en un temps raisonnable une solution réalisable mais qui n'est pas forcément la meilleure.

Plusieurs heuristiques ont été développées dans le but de résoudre une grande variété de problèmes. Dans la littérature concernant les réseaux à haut contraste d'indice, plusieurs travaux ont déjà fait appel à l'utilisation d'algorithmes d'optimisation pour l'ajustement des paramètres géométriques du réseau, avec par exemple

l'algorithme du recuit simulé [64], l'algorithme à essaim de particules [120, 121] ou l'algorithme génétique [120]. Notre choix s'est orienté dans un premier temps sur ce dernier algorithme.

3.2.1 Principe de l'algorithme génétique

L'une des particularités des optimisations par algorithmes génétiques est la recherche du maximum à partir d'un ensemble de points, appelés individus, formant une population, et non à partir d'un seul point. Cette population permet d'explorer simultanément plusieurs zones de l'espace de recherche et diminue ainsi la probabilité de converger vers un minimum local.

Chaque individu de la population correspond à une solution potentielle du problème. En prenant l'exemple du réseau Si/SiO₂ schématisé sur la Figure 3.3, il s'agit d'une structure particulière de miroir pour laquelle les 4 grandeurs T_g , Λ , FF et T_L ont été définies. Le principe de base d'un algorithme génétique est de coder ces 4 paramètres selon une certaine séquence traitable informatiquement pour être manipulée ensuite à la manière d'un génome. Chaque individu se voit ensuite attribuer une fitness, correspondant à la qualité de la solution qu'il représente. C'est à cette étape qu'intervient l'évaluation du facteur de mérite MF . La population évolue ensuite en sélectionnant les individus à grande fitness et en recroisant leurs caractéristiques. Les processus d'évolution sont ainsi basés sur des interactions entre individus et non sur la fonction MF elle-même. Cette abstraction du problème permet la recherche d'extrema de fonctions en s'affranchissant des connaissances telles que la dérivabilité ou la discontinuité.

3.2.2 La reproduction, le croisement et la mutation

Pour réaliser les étapes de sélection et de recroisement des caractéristiques des individus de la population afin de trouver la solution répondant au mieux au problème posé, la stratégie des algorithmes génétiques repose généralement sur 3 principes de bases : la reproduction, le croisement et la mutation. En fonction du problème, l'implémentation de ces principes dans l'algorithme peut être plus ou moins raffinée. Pour illustrer le fonctionnement de ces mécanismes, les règles de base sont rapidement décrites ici :

La reproduction : Le processus de reproduction symbolise le cycle de vie. Il est composé de règles de sélections naturelles qui tendent à conserver les meilleurs individus pour pouvoir former des couples et engendrer la prochaine génération.

Le classement des individus selon leur fitness permet de les comparer et de construire un tirage statistique biaisé pour favoriser les meilleures solutions du problème. Le Tableau 3.1 liste par exemple une population de $n = 4$ individus dont l'individu A représente le meilleur. La roulette biaisée de la Figure 3.9 est construite en fonction du succès de chaque individu. Elle schématise le pourcentage de chance de tirer chaque individu pour la création de $n/2$ couples

Individu	MF	
A	0.090	67 %
B	0.030	23 %
C	0.002	2 %
D	0.010	8 %
Total	0.132	100 %

TABLE 3.1 – Exemple de classement d’une population de 4 miroirs différents avec leurs facteurs de mérite respectifs.

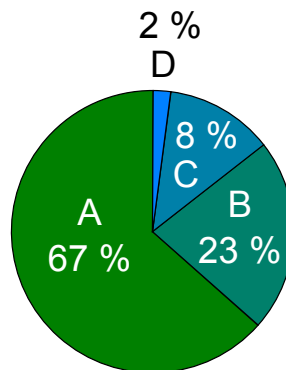


FIGURE 3.9 – Roulette avec des parts proportionnelles au facteur de mérite MF de chaque individu. La nouvelle génération est créée en choisissant des individus à partir d’un lancer de roulette.

nécessaires pour la suite de l’algorithme. Lors d’un lancer de roulette, les individus A et B auront le plus de chances d’être dans les futurs couples, alors que l’individu D , correspondant à une solution peu performante, ne sera probablement pas retenu.

Le croisement : Le second processus permet le croisement (crossover) entre les individus d’un même couple pour qu’ils puissent s’échanger leurs informations. Ce procédé permet de combiner les *bonnes idées* de conception et de créer de nouveaux individus plus performants. Chacun de ces couples va échanger un pourcentage aléatoire de son génome avec son partenaire.

Dans notre cas, si on suppose que le couple (A, B) a été formé, deux structures de miroirs différentes $\{\Lambda^A, FF^A, T_g^A, T_L^A\}$ et $\{\Lambda^B, FF^B, T_g^B, T_L^B\}$ vont s’échanger des informations. Un exemple de processus de croisement consisterait à prendre un point de coupure aléatoire pour l’échange d’information. Dans notre cas, si la coupure est choisie médiane, deux nouveaux individus $\{\Lambda^A, FF^A, T_g^B, T_L^B\}$ et $\{\Lambda^B, FF^B, T_g^A, T_L^A\}$ apparaîtraient. Le choix du point de coupure est pris aléatoirement pour chaque croisement.

Ce qui est important de noter ici est que la permutation des paramètres effectuée dans l’exemple permet de tester le succès apporté par la combinaison $\Lambda - FF$ du premier individu avec la combinaison $T_g - T_L$ du second. Puisque dans la suite de l’optimisation les individus les plus performants ont plus de chances d’être conservés, des combinaisons de paramètres intéressantes se créent au fil des générations de la population. L’intérêt de cette opération est donc de chercher à construire des blocs de paramètres de plus en plus grands pour rendre le miroir performant.

La mutation : Enfin, le dernier processus des algorithmes génétiques est la muta-

tion. Ce processus permet d'ajouter de nouvelles informations dans le génome en modifiant aléatoirement une partie d'un individu. Dans notre cas, l'un des 4 paramètres de la structure pourrait être modifié pour prendre une valeur totalement aléatoire. Ce processus doit rester rare ($< 1\%$) pour conserver une recherche guidée tout en laissant un potentiel d'innovation au sein de la population. Pour indication, le taux de mutation dans la nature est d'environ 0.1% [122].

3.2.3 Performances de l'algorithme

Pendant ce travail de thèse, le logiciel de conception Houba¹ a été développé dans le but de faciliter la conception de structures réseaux pour des applications orientées larges bandes. Il est écrit en langage **Python** pour être utilisé avec le logiciel **Sage** et s'appuie sur les logiciels **mrcwa** et **camfr** précédemment évoqués pour le calcul de la réflectivité des réseaux (voir section 2.3.3). La méthode de conception repose sur l'utilisation d'un algorithme d'optimisation, pour cela, la bibliothèque d'optimisation **OpenOpt** [123] a été choisie. Cette bibliothèque inclut de nombreux algorithmes d'optimisation et fait partie des extensions proposées² par la communauté soutenant le projet du logiciel **Sage**. La bibliothèque **OpenOpt** dispose d'une implémentation de l'algorithme génétique via la bibliothèque **galileo** [124], c'est cet algorithme d'optimisation qui a d'abord été retenu dans ce travail de thèse.

L'algorithme **galileo** possède 4 paramètres correspondants aux différents mécanismes présentés à la section 3.2.2. Les valeurs de ces paramètres ont été ajustées pour répondre au mieux au problème de la recherche de maximum de la fonction MF :

- Population : le nombre de structures miroirs formant la population. Il est choisi à 10 fois le nombre de paramètres, soit 30 ou 40 dans notre cas.
- CrossoverRate : la probabilité d'effectuer l'opération de croisement dans chaque couple. Sa valeur est de 1, ce qui correspond à la valeur standard, soit un croisement pour chaque couple.
- MutationRate : le taux de mutation. Il est fixé à la valeur défaut de 5% proposée par **OpenOpt**, ce qui est assez élevé.
- UseInteger : un booléen qui permet de choisir si l'on souhaite optimiser des paramètres entiers ou réels. Les longueurs sont définies en nanomètres et cette option est fixée à **Vrai**. L'optimisation se déroule donc à une précision nanométrique.

Le choix des valeurs des paramètres de l'algorithme **galileo** s'est fait en comparant les performances d'un miroir conçu par l'algorithme d'optimisation à des résultats issus de la littérature. Pour cela, la structure proposée par Mateus et al. [61] (Figure 3.10) a été utilisée. Le miroir est composé d'un réseau de silicium haut indice gravé au dessus d'une couche bas indice de silice, le tout étant déposé

1. Heuristic Optimization Under constraints of large BAndwidth gratings

2. Liste des extensions compatibles avec **Sage** : <http://sagemath.org/packages/experimental/>

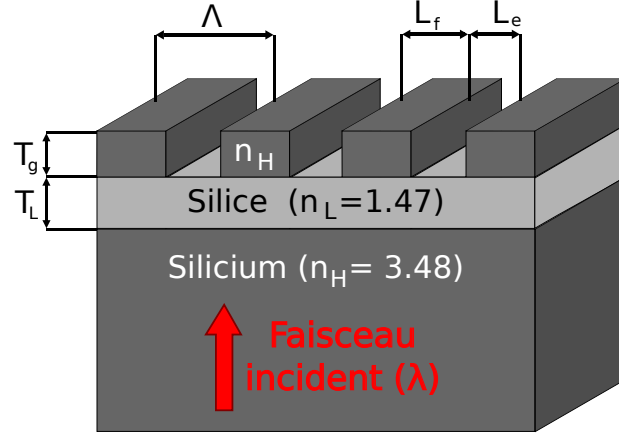


FIGURE 3.10 – Schéma de la structure réseau tel que proposé par Mateus et al. [61] servant de référence pour tester les performances de l’algorithme d’optimisation. Le haut contraste d’indice est obtenu en gravant une couche de silicium sur une couche bas indice de silice.

sur un substrat de silicium selon la technologie SOI (Silicon On Insulator – Silicium sur isolant). Cette structure est capable d’atteindre une réflectivité supérieure à $R_{TM} > 99,9\%$ pour la polarisation TM pour une largeur de bande de $\Delta\lambda/\lambda = 17\%$ centrée à $1,55\ \mu\text{m}$ en choisissant une période de $\Lambda = 700\ \text{nm}$, un facteur de remplissage $FF = 0,75$, épaisseur de réseau de $460\ \text{nm}$ et une épaisseur de silice de $T_L = 850\ \text{nm}$ [61].

Pour tester la méthode de conception de miroirs, l’algorithme d’optimisation **galileo** a été utilisé en autorisant les paramètres géométriques de la structure à varier dans des plages assez larges lors de la recherche de la structure optimale :

$0,5\ \mu\text{m}$	$<$	Période	$<$	$1,5\ \mu\text{m}$
$0,1$	$<$	Fill Factor	$<$	$0,9$
$0,2\ \mu\text{m}$	$<$	Épaisseur du réseau	$<$	$1,1\ \mu\text{m}$
$0\ \mu\text{m}$	$<$	Épaisseur de la silice	$<$	$2\ \mu\text{m}$

TABLE 3.2 – Plages de variations autorisées pour les paramètres du miroir lors l’optimisation par l’algorithme génétique.

L’algorithme d’optimisation est ensuite exécuté en choisissant pour le calcul du facteur de mérite MF un seuil de réflectivité minimum à $99,9\%$ pour le mode TM et en ne mettant aucune contrainte sur la réflectivité TE ou sur le facteur de forme de la structure afin de retrouver le résultat de la littérature. Le logiciel permet ainsi de trouver une structure définie par une période de $\Lambda = 701\ \text{nm}$, un facteur de remplissage $FF = 0,7284$, épaisseur de réseau de $450\ \text{nm}$ et une épaisseur de silice de $1216\ \text{nm}$. Cet ensemble de paramètre fournit un miroir possédant une réflectivité $R_{TM} > 99,9\%$ pour une largeur de bande de $232\ \text{nm}$, soit $\Delta\lambda/\lambda = 15\%$.

Le tableau suivant récapitule les résultats issus de la littérature avec ceux trouvés par l’algorithme d’optimisation **galileo** :

	Référence [61]	Algorithme génétique
FF	0.75	0.7284
Période	700 nm	701 nm
Épaisseur du réseau	460 nm	450 nm
Épaisseur de la sous-couche	850 nm	1216 nm
MF	0.155	0.136
Largeur de bande	264 nm (17 %)	232 nm (15 %)

TABLE 3.3 – Comparaison entre la solution optimale fournie par l’algorithme génétique et celle publiée par Mateus et al. [61]

Le facteur de qualité MF et la largeur de bande du miroir obtenus par l’algorithme génétique sont moins performants que ceux issus de la littérature mais offrent cependant un premier résultat très satisfaisant. Le programme **Houba** permet de trouver automatiquement des miroirs possédant de larges gammes spectrales ($\Delta\lambda > 200$ nm) pour de très grandes réflectivités supérieures aux attentes des VCSELs. L’algorithme génétique fourni par la librairie **galileo** est donc capable d’optimiser les structures à réseaux. Toutefois, il n’a pas été possible d’atteindre un miroir aussi performant que celui issu de la littérature, malgré de nombreuses exécutions de l’algorithme.

L’échec de l’algorithme à converger vers une solution plus performante que celle donnée au Tableau 3.3 peut être intrinsèque à l’algorithme génétique. En effet, le processus de croisement qui mène à la construction de blocs de paramètres rendant la solution performante suppose que les différentes variables de la structure à réseau sont décorrélées. C’est à dire que certaines valeurs de combinaisons de paramètres présentent des meilleurs résultats que d’autres. Pour utiliser un algorithme génétique et exploiter correctement ses mécanismes, il faut que le problème physique réponde à cette hypothèse de constructions de blocs (building block hypothesis) [122]. Il n’est pas évident que notre problème satisfasse cette hypothèse.

Néanmoins, l’utilisation de l’algorithme **galileo** a permis d’optimiser efficacement les miroirs à réseau sub-longueur d’onde en fournissant des structures aux propriétés équivalentes à celles de la littérature [125, 61]. Il faut toutefois noter que cet algorithme ne converge pas systématiquement et qu’il faut parfois le relancer plusieurs fois pour obtenir une solution convenable et s’assurer de ne pas avoir convergé vers un maximum local peu performant. Cette caractéristique est intrinsèque aux algorithmes d’optimisation globale.

Pour améliorer la convergence, un nouvel algorithme basé également sur une stratégie d’évolution et proposé dans la librairie **OpenOpt** a été utilisé dans la suite de ce travail de thèse. Il s’agit de l’algorithme “**de**” pour differential evolution (évolution différentielle) présenté en détails dans la section suivante.

3.3 L'optimisation par algorithme à évolution différentielle

Les algorithmes d'optimisation à évolution différentielle ont été développés à la fin des années 90 par Storn et Price [126, 127] et ont rapidement montré de bonnes performances [128]. Ils sont basés sur une heuristique prévue pour résoudre des problèmes d'optimisation globaux et ne requièrent aucune condition spéciale quant à la fonction à maximiser (dérivabilité, continuité...). Bien que basées sur une population de points, ces stratégies sont issues d'arguments mathématiques simples [128] et ne s'inspirent pas de la nature contrairement aux autres algorithmes d'optimisation difficile telle que des algorithmes qui s'inspirent de colonies de fourmis [129].

3.3.1 Principe de l'évolution différentielle

L'algorithme d'optimisation par évolution différentielle se caractérise par l'exploitation intelligente des différences entre les individus d'une population par l'intermédiaire d'un opérateur linéaire simple : l'opérateur de différenciation [128].

Concrètement, l'évolution différentielle tire avantage d'un ensemble de solutions au problème, les individus de la population, en les comparant et en les croisant les uns aux autres.

L'algorithme de base est celui proposé par Storn et Price [127]. Il comporte 3 paramètres d'ajustement : la taille de la population N_p , le taux de mutation F et le taux de croisement Cr .

Le processus de différenciation est basé sur deux mécanismes : le croisement et la mutation. Ces deux processus engendrent un nouvel individu temporaire dit de **test** pour chaque individu de la population, et à chaque itération de l'algorithme.

Plus précisément, pour chaque individu j de la population, l'individu **test** est créé à partir du croisement entre cet individu j et la combinaison (mutation) de 3 autres individus de la population (k , l et m). Ces trois autres membres, tous différents les uns des autres et également différents de l'individu j , peuvent être tirés au hasard au sein de la population ou sélectionnés par différents procédés.

En désignant par $\mathbf{X}_j = \{x_{i,j}\}$ l'ensemble des paramètres d'optimisation $x_{1,j}$, $x_{2,j}$, $x_{i,j}$, ..., $x_{N,j}$ de l'individu j dans un problème de dimensionnalité N , l'opérateur de différenciation peut alors s'écrire :

$$x_{i,j}^{\text{test}} = \begin{cases} x_{i,k} + F \cdot (x_{i,l} - x_{i,m}) & \text{si } \text{rand}[0, 1[< Cr \text{ ou } i = R \\ x_{i,j} & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.2)$$

Avec Cr le taux de croisement et R un entier choisi aléatoirement dans l'intervalle $[1, N]$ pour chaque création d'un nouvel individu **test**.

Il est important de noter que l'individu **test** ne prend pas systématiquement la valeur calculée par le processus de mutation. En effet, c'est ici qu'intervient le second mécanisme de croisement. Pour chaque dimension i du problème, un tirage aléatoire permet de décider si l'on conserve la valeur $x_{i,j}$ de l'individu courant j ou

si l'on effectue une mutation. La valeur du taux de croisement Cr permet ainsi de paramétrer quel est le choix préféré pour la recherche de l'optimum. Le cas $i = R$ intervient pour forcer le croisement en utilisant au moins une mutation lors de la création de l'individu `test`.

Enfin, la dernière étape de l'algorithme est la sélection. L'individu `test` est évalué et remplace l'individu j s'il présente de meilleures performances.

Le choix des valeurs de paramétrage de l'algorithme Np , F et Cr permet d'améliorer sa vitesse de convergence. Des règles empiriques ont été énoncées par Storn et Price [127] mais ces paramètres dépendent surtout du problème à résoudre. Ainsi, la population a généralement une taille comprise entre 5 et 10 fois le nombre de dimensions N tout en conservant un minimum de 4 individus indispensable au processus de différenciation. Le taux de mutation F est plutôt compris entre $0.4 < F < 1$ et le facteur de croisement est proposé à $Cr = 0.1$. Des valeurs de taux de croisement proches de 1 augmentent la vitesse de convergence en favorisant le choix de la mutation lors de la création de l'individu `test`. Ceci a comme conséquence de regrouper les individus plus rapidement vers un optimum au risque de converger vers un maximum local.

Le succès de l'algorithme réside dans la manière de créer l'individu `test`. La combinaison des individus de la population permet d'explorer l'espace de recherche en s'auto-adaptant à celui-ci puisque seuls les points performants sont retenus. La diversité de la population est également contrôlée grâce à l'aléa introduit par le facteur de croisement Cr qui limite la convergence tout en effectuant une amélioration continue de la population.

De nombreuses modifications peuvent être apportées à l'algorithme pour l'adapter à des problèmes spécifiques en utilisant par exemple des règles de présélection spéciales lors du choix des individus utilisés pour la mutation. Par ailleurs, il est possible de modifier la recherche vers un algorithme d'optimisation multimodal et multiobjectif en divisant la population en sous-groupes.

3.3.2 Performances de l'algorithme

L'algorithme d'évolution différentielle, proposé dans la librairie `OpenOpt` sous l'appellation *de*, est très proche du principe énoncé au paragraphe précédent. Il s'agit d'un algorithme à deux tableaux (two-array differential evolution [128]) qui travaille avec deux populations : une ancienne et une nouvelle. À l'itération i de l'algorithme, la nouvelle population est créée en se basant uniquement sur les individus de l'ancienne population. Une fois que toute la population a été créée, la nouvelle population remplace l'ancienne et une nouvelle itération démarre. Cette manière d'écrire l'algorithme présente l'avantage de le rendre facilement parallélisable, mais double cependant l'espace mémoire utilisé. Il faut également noter que la diversité de la population, c'est à dire sa répartition dans l'espace de recherche, est fixée pendant toute la durée d'une itération de l'algorithme puisque la population n'évolue pas pendant cet intervalle de temps.

L'algorithme *de* propose également d'autres modifications telles que l'ajout d'un

	Référence [61]	Évolution différentielle
FF	0.75	0.7341
Période	700 nm	709 nm
Épaisseur du réseau	460 nm	457 nm
Épaisseur de la sous-couche	850 nm	1361 nm
MF	0.155	0.197
Largeur de bande	264 nm (17 %)	368 nm (24 %)

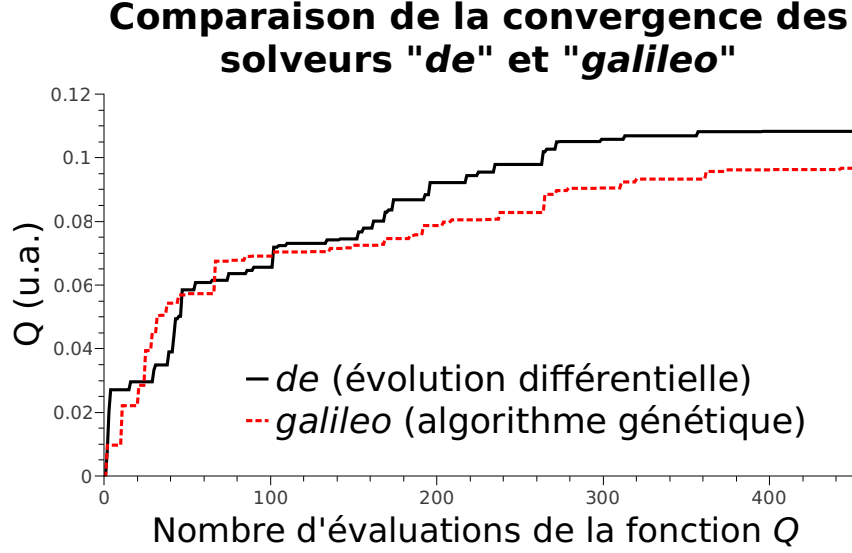
TABLE 3.4 – Comparaison entre la solution optimale fournie par l’algorithme à évolution différentielle et celle publiée par Mateus et al. [61]

aléa sur le taux de mutation $F' = rand() * F$ ou des stratégies de présélection où l’opération de mutation est toujours réalisée à partir du meilleur individu de la population. Cependant cette stratégie de présélection n’a pas été utilisée pour résoudre le problème d’optimisation de miroirs à réseaux. Après plusieurs essais pour optimiser la convergence de l’algorithme, le taux de mutation F' a été fixé à une valeur de 0.8, ce qui donne une moyenne de $F = 0.4$. Le taux de croisement Cr a également été fixé à 0.8.

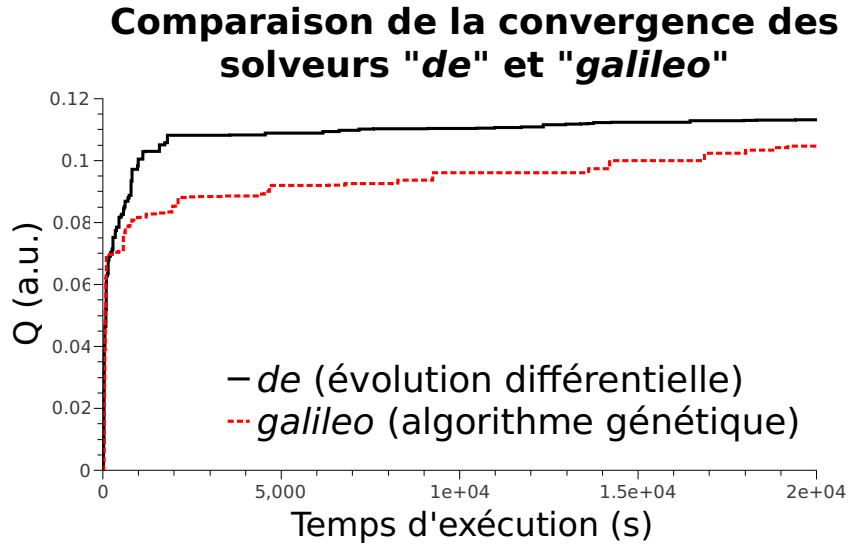
De même que pour l’algorithme génétique **galileo**, l’algorithme **de** a été testé en évaluant sa capacité à concevoir des miroirs à réseau en prenant comme exemple la structure de Si/SiO₂ proposée par Mateus et al. [61] et qui est décrite sur la Figure 3.10. Les différentes dimensions de cette structure sont autorisées à varier dans les mêmes plages de longueurs que l’algorithme génétique (Tableau 3.2) afin de réaliser l’optimisation selon les mêmes conditions. L’exécution de l’algorithme **de** permet d’obtenir un miroir ayant une largeur de bande de 368 nm, soit $\Delta\lambda/\lambda = 24\%$, pour les dimensions présentées dans le Tableau 3.4. Cette nouvelle structure présente donc de meilleures performances en terme de largeur de bande de haute réflectivité ($R_{TM} > 99.9\%$), preuve d’une meilleure efficacité de l’algorithme à évolution différentielle pour la recherche de maximum de la fonction MF .

Afin d’étudier de manière plus approfondie l’efficacité de l’algorithme **de** et de pouvoir le comparer à l’algorithme **galileo**, plusieurs optimisations successives ont été réalisées. La structure utilisée pour cette comparaison combine le miroir à réseau de la Figure 3.10 à deux couches quart d’onde et le facteur de mérite MF a été optimisé en ajustant les longueurs des fentes L_e et des barreaux L_f ainsi que les épaisseurs du réseau T_g et de la silice T_L . L’intervalle de longueur autorisé est [500, 1000] nanomètres pour L_e , L_f et T_g et [0, 500] nanomètres pour T_L . La convergence du maximum de qualité MF trouvé pendant l’optimisation est moyennée sur 8 optimisation identiques pour chacun des 2 algorithmes **galileo** et **de**. Cette convergence peut s’étudier en fonction du nombre d’évaluations de la fonction MF (Figure 3.11a) ou du temps d’exécution de l’algorithme (Figure 3.11b).

Dans le cas de l’évolution du facteur de mérite en fonction du nombre d’évaluations de la fonction MF (Figure 3.11a), les convergences des deux algorithmes suivent la même tendance. Cependant, avec un facteur $MF \sim 0.118$, la solution



(a) Évolution du facteur de mérite MF en fonction du nombre d'évaluations de la fonction MF .



(b) Évolution du facteur de mérite MF en fonction du temps d'exécution de l'algorithme.

FIGURE 3.11 – Comparaison de la convergence du facteur de mérite MF du réseau pour 8 optimisations identiques par le solveur *de* (noir) et *galileo* (tirets rouges). Le facteur de mérite MF est maximisé en ajustant les longueurs L_e , L_f , T_g et T_L de la structure. L'intervalle de longueur autorisé est $[500, 1000]$ nanomètres pour L_e , L_f et T_g et $[0, 500]$ nanomètres pour T_L .

obtenue par l'algorithme à évolution différentielle est plus performante que celle de l'algorithme génétique ($MF \sim 0.105$). Cette différence laisse penser que la phase de recherche locale, c'est à dire la recherche avec précision du maximum une fois le meilleur maximum trouvé, n'est pas optimale pour l'algorithme génétique.

La convergence en fonction du temps d'exécution de l'algorithme (Figure 3.11b) montre cependant une plus grande différence entre les deux algorithmes. Cela s'explique par le fait que les points au facteur de mérite MF élevé sont plus longs à calculer et que les différentes évaluations de la fonction MF ne se font pas à la même vitesse. L'algorithme génétique convergeant moins rapidement en temps, celui-ci calcule donc d'avantage de points au facteur de mérite MF élevé. On retrouve ici une caractéristique de l'algorithme génétique dont le processus de reproduction génère des populations composées majoritairement d'individus à grande fitness.

Bien que les deux algorithmes permettent de trouver des miroirs présentant les performances optiques requises à l'application VCSEL visée, l'algorithme par évolution différentielle est plus performant pour notre problème et retourne des dispositifs de meilleure qualité tout en s'exécutant plus rapidement. Il a donc logiquement été préféré pour la conception de miroirs à réseau dans ce travail de thèse.

3.4 Réseaux à haut contraste d'indice optimisés pour une application VCSEL

Pendant les premières phases du projet Marsupilami, de nombreuses structures de miroirs à réseaux à haut contraste d'indice ont été définies pour des longueurs d'onde de 2.3 μm et 2.65 μm . Différents empilements de couches de matériaux de type diélectriques ou semi-conducteurs ont été simulés afin d'évaluer les performances maximales que l'on pouvait obtenir en terme d'effet miroir. Afin de concevoir des structures réalistes, il est primordial de tenir compte de l'aspect technologique. La mise en commun des savoirs faire et des connaissances sur la croissance et la gravure des matériaux ainsi que sur l'intégration VCSEL entre l'IES, le LAAS et Supélec a permis de choisir d'explorer les différentes pistes présentées dans cette section.

3.4.1 Miroirs à base de silicium

Les miroirs présentés dans cette partie sont centrés autour d'une longueur d'onde plus courte de 2.3 μm où des composants VCSEL antimoniures sont déjà opérationnels [54]. Pour satisfaire aux exigences de réflectivité de la cavité laser, le choix d'un seuil minimal de réflectivité de 99.9 % a été fait pour la polarisation TM afin de conserver une marge d'erreur par rapport au seuil de 99.5 % définis précédemment dans la section 1.4.2. L'effet polarisant du miroir est assuré en conservant une réflectivité inférieure à 90 % pour la polarisation TE.

Les premiers miroirs à réseau étudiés ici sont basés sur un empilement de couches Si/SiO₂. Cette combinaison de matériaux présente l'avantage d'avoir une croissance et une gravure bien maîtrisées ainsi que des propriétés optiques connues. Cependant,

la silice étant un matériau diélectrique et donc isolant, il n'est pas possible d'injecter le courant alimentant la diode laser au travers de cette couche. De plus, l'utilisation de matériaux non basés sur le système AlGaAsSb de la diode VCSEL impose une étape de fabrication supplémentaire pour déposer les couches du miroir supérieur de la cavité laser.

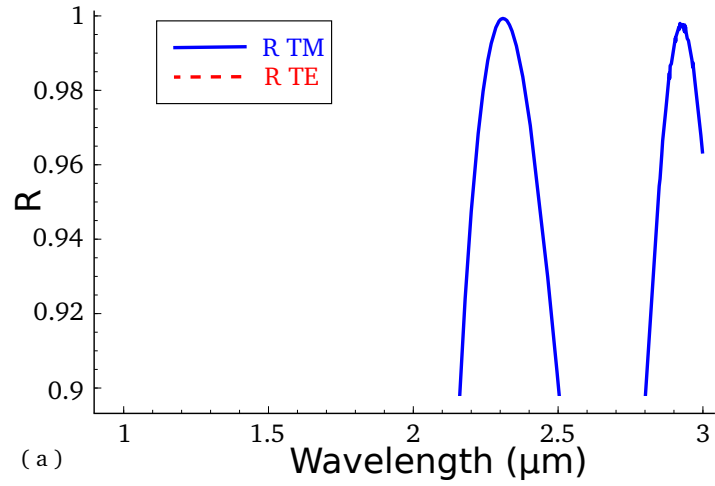
Les réseaux ont été conçus pour être inscrits par la méthode de nanolithographie par projection (stepper) utilisant un rayonnement UV limitant la résolution des motifs à une dimension supérieure à 500 nm. Les largeurs des fentes L_e et des barreaux L_f du réseau sont ainsi limitées à une valeur minimale de 500 nm. Le facteur de forme quant à lui est limité à une valeur minimale de 0.9 comme indiqué à la section 3.1.1 pour conserver un profil de gravure carré lors de la fabrication.

3.4.1.1 Réseau en silicium sur une couche de silice

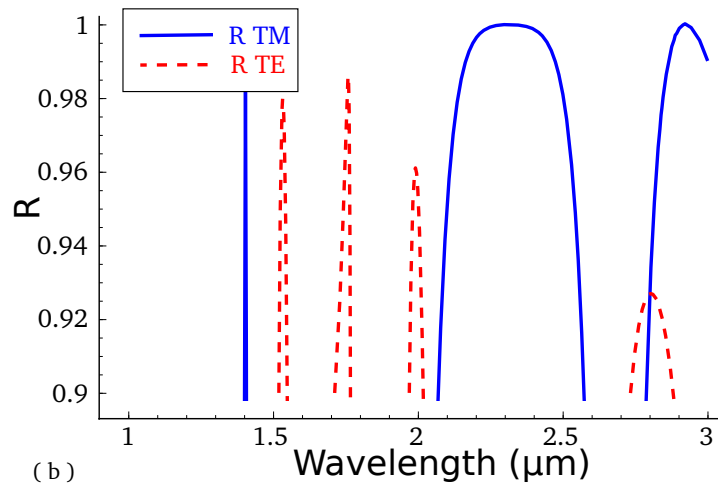
Ce premier miroir s'inspire fortement de celui présenté par Mateus et al [61] mais utilise en plus deux couches quart d'onde. Cette modification est imposée par les contraintes de 500 nm sur les longueurs des fentes et des barreaux et celle imposant au facteur de forme de rester supérieur à 0.9 qui sont sévères. En effet, en adaptant par un facteur multiplicatif le miroir présenté dans la littérature à une longueur d'onde de 2.3 μm , la largeur des fentes serait de 260 nm pour une épaisseur gravée d'environ 650 nm, soit un facteur de forme de 0.4 [61]. Les contraintes choisies ne seraient pas respectées pour cette structure, et l'algorithme d'optimisation ne trouve aucun miroir satisfaisant les contraintes technologiques. C'est pour cette raison qu'une nouvelle structure a été développée (Figure 3.13). Elle combine un miroir à réseau sur une couche de faible indice avec une paire quart d'onde qui permet d'augmenter la réflectivité et la largeur de bande du dispositif (Figure 3.12). Le miroir est simulé sur un substrat GaSb d'indice optique de 3.9 [130] qui correspondrait au matériau présent à l'intérieur de la cavité VCSEL.

L'optimisation des paramètres de la structure fournit dans ce cas un réseau performant avec une largeur de bande de 152 nm centrée à 2.315 μm . Les largeurs des fentes et des barreaux font respectivement 0.675 μm et 0.629 μm . Avec une épaisseur de réseau de 0.715 μm , soit un facteur de forme de 0.94, le réseau satisfait toutes les contraintes technologiques exigées. Le spectre tracé sur la Figure 3.14 répond aux attentes nécessaires des miroirs VCSEL et assure également un effet polarisant avec une réflectivité inférieure à 80 % pour la polarisation TE dans toute la plage de haute réflectivité TM. De plus, avec une épaisseur totale inférieure à 2 μm en incluant les deux couches quart d'onde, ce miroir est particulièrement intéressant pour l'intégration VCSEL envisagée et devrait permettre d'améliorer les performances des sources lasers à émission verticale dans le moyen infrarouge.

Il faut noter toutefois que la couche de faible indice de silice présente sous le réseau a une épaisseur de seulement 17 nm ce qui peut rendre la réalisation de cette structure difficile. Afin de connaître l'impact des erreurs de fabrication sur les performances du miroir, la tolérance de chacun des paramètres de la structure a été calculée (Tableau 3.5). La tolérance a été définie comme la plage de variation perme-



(a) Réseau sans la paire quart d'onde



(b) Réseau avec la paire quart d'onde

FIGURE 3.12 – Spectres de réflexion du miroir pour le mode TM (bleu) et TE (tirets rouges).

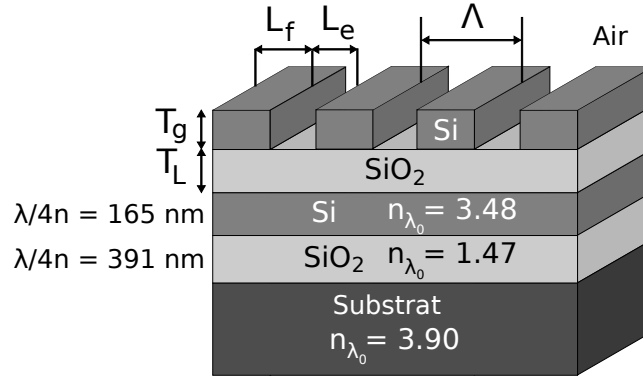


FIGURE 3.13 – Schéma du miroir avec une paire quart d'onde pour augmenter la réflectivité en raison des contraintes technologiques choisies. Le substrat GaSb correspond à la couche d'accord de phase de la diode VCSEL.

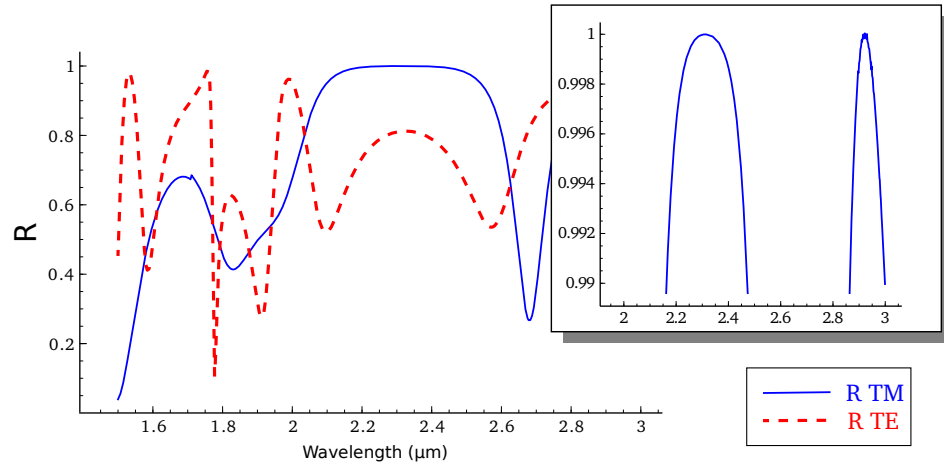


FIGURE 3.14 – Spectres de réflectivité du miroir Si/SiO₂ présenté Figure 3.13 centré à 2.315 μm avec une largeur de bande de 152 nm simulé par le logiciel mrcwa.

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.9\%$ et $R_{TE} < 90\%$
L_e	0.675 μm	$0.553 \text{ μm} < L_e < 0.841 \text{ μm}$
L_f	0.629 μm	$0.539 \text{ μm} < L_f < 0.685 \text{ μm}$
T_g	0.715 μm	$0.678 \text{ μm} < T_g < 0.745 \text{ μm}$
T_L	0.017 μm	$0 \text{ μm} < T_L < 0.517 \text{ μm}$
Λ	1.304 μm	$1.028 \text{ μm} < \Lambda < 1.436 \text{ μm}$
$FF = L_f/\Lambda$	48 %	$42 \% < L_f/\Lambda < 51 \%$
λ_0	2.315 μm	
$\Delta\lambda$	152 nm	
$\Delta\lambda/\lambda_0$	6.6 %	

TABLE 3.5 – Longueurs et tolérances du miroir Si/SiO₂ présenté Figure 3.13.

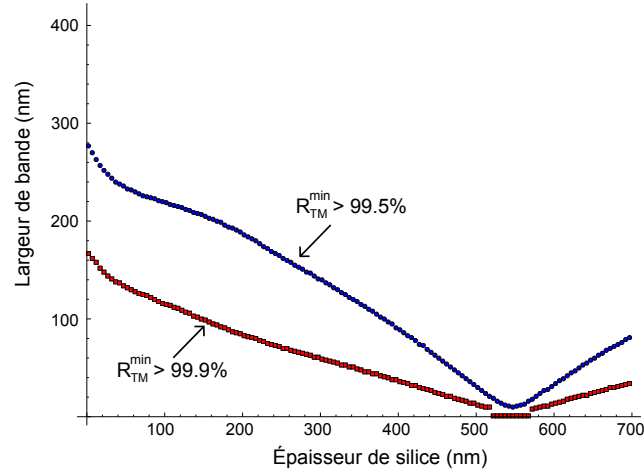


FIGURE 3.15 – Évolution de la largeur de bande de haute réflectivité du miroir pour des seuils de réflectivité TM de 99.5 % et 99.9 % en fonction de l'épaisseur de silice T_L .

tant de conserver une réflectivité supérieure à $R_{TM}^{min} = 99.9\%$ pour la polarisation TM tout en respectant la contrainte de polarisation du miroir avec $R_{TE} > 90\%$ à la longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 2.3\ \mu\text{m}$. Bien qu'une couche de 17 nm de silice soit critique d'un point de vue de la fabrication, le calcul de la tolérance de l'épaisseur T_L montre que le contrôle précis de ce paramètre n'est pas indispensable puisque la structure conserve l'effet miroir requis pour une application VCSEL jusqu'à une épaisseur de silice de 517 nm (Figure 3.15). De plus, la largeur de bande du miroir conserve une valeur supérieure à 115 nm jusqu'à une épaisseur de silice de 100 nm pour un seuil de réflectivité supérieure à 99.9 % et même une largeur de bande de 218 nm pour une épaisseur de silice de 100 nm avec un seuil de réflectivité de 99.5 %. Étant donné que l'optimisation a tendance à rendre la couche de silice la plus fine possible, et que le graphe de la Figure 3.15 montre un élargissement de la largeur de bande du miroir en diminuant l'épaisseur T_L de silice, un second design a été simulé en remplaçant la couche de SiO_2 par du silicium. C'est cette structure qui est présentée dans la section suivante.

3.4.1.2 Réseau en silicium sur une couche de silicium

La nouvelle structure présentée ici est similaire à la précédente excepté la sous-couche de silice qui a été remplacée par du silicium comme présenté sur la Figure 3.16. Bien que le réseau ne satisfasse pas complètement la condition de haut contraste d'indice puisqu'il n'est constitué que d'une couche de silicium de haut indice, l'optimisation de la structure dans des conditions identiques au cas précédent fournit un miroir performant dont les dimensions sont présentées dans le Tableau 3.6. Les spectres montrent une large bande de haute réflectivité de 206 nm centrée à $2.303\ \mu\text{m}$ (Figure 3.17), ce qui représente un gain de 54 nm de largeur de bande par rapport à la structure utilisant une sous-couche bas indice. Cependant, avec la suppression de la silice en tant que sous-couche, le fond de gravure des fentes

du réseau s'arrête désormais dans le silicium, et il n'est plus possible d'utiliser le changement de matériau comme couche d'arrêt lors d'une gravure sélective³. Le procédé de fabrication peut devenir plus délicat et perdre en précision sur la forme rectangulaire des fentes, rendant le miroir moins fidèle au schéma de la Figure 3.16 et donc moins performant au final. Cependant, cette solution respecte l'ensemble des contraintes technologiques définies tout en présentant des tolérances acceptables sur les différentes dimensions (Tableau 3.6) et devrait être possible à réaliser avec les équipements disponibles au LAAS. En offrant de grandes performances pour une application VCSEL, ce résultat présente une structure originale de miroir à réseau à haut contraste d'indice [125].

3. Une gravure est dite sélective lorsqu'une espèce chimique est gravée beaucoup plus rapidement qu'une autre.

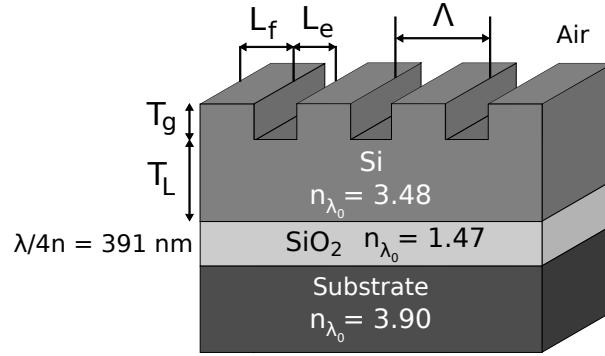


FIGURE 3.16 – Schéma du miroir avec une sous-couche de silicium combiné à une couche quart d'onde de silice pour augmenter la réflectivité. Le substrat GaSb correspond à la couche d'accord de phase du VCSEL.

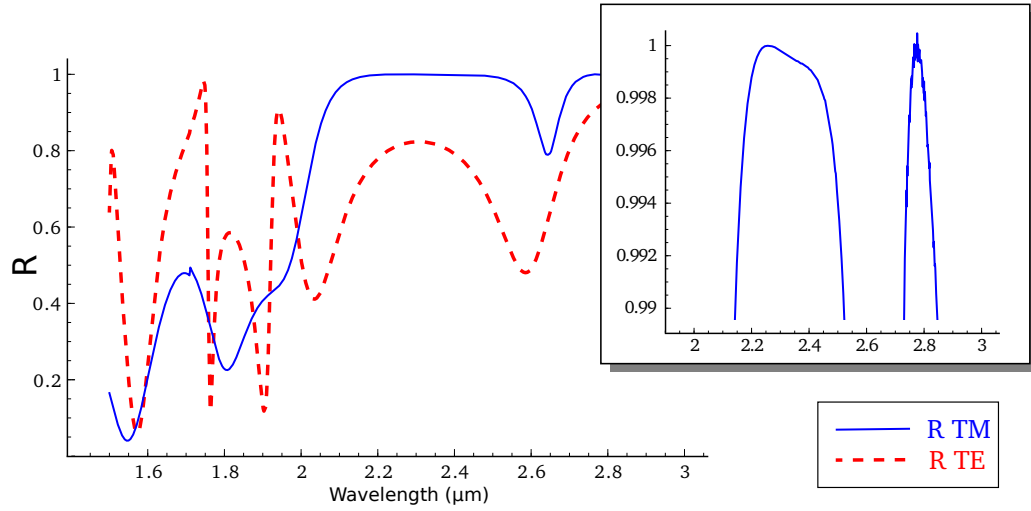


FIGURE 3.17 – Spectres de réflectivité du miroir avec sous-couche de silicium de la Figure 3.16 centré à 2.303 μm avec une largeur de bande de 206 nm obtenu avec *mrcwa*.

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.9\%$ et $R_{TE} < 90\%$
L_e	0.635 μm	$0.521 \mu\text{m} < L_e < 0.687 \mu\text{m}$
L_f	0.601 μm	$0.479 \mu\text{m} < L_f < 0.699 \mu\text{m}$
T_g	0.700 μm	$0.679 \mu\text{m} < T_g < 0.741 \mu\text{m}$
T_L	0.201 μm	$0.119 \mu\text{m} < T_L < 0.256 \mu\text{m}$
Λ	1.236 μm	$1.037 \mu\text{m} < \Lambda < 1.500 \mu\text{m}$
L_f/Λ	49 %	$47 \% < L_f/\Lambda < 53 \%$
λ_0	2.303 μm	
$\Delta\lambda$	206 nm	
$\Delta\lambda/\lambda_0$	8.9 %	

TABLE 3.6 – Longueurs et tolérances du miroir avec sous-couche de silicium de la Figure 3.16.

3.4.1.3 Du nitrure de silicium pour les grandes longueurs d'onde

L'un des objectifs du projet Marsupilami dans le cadre duquel s'inscrit cette thèse concerne la réalisation de VCSELs antimoniures émettant à une plus longueur d'onde supérieure à $2.65\ \mu\text{m}$. Il est donc nécessaire de concevoir des miroirs dans cette gamme de longueur d'onde. Les dimensions des structures à réseaux à haut contraste d'indice sont proportionnelles à la longueur d'onde en raison de l'invariance d'échelle des équations de Maxwell. À condition que l'indice optique des matériaux soit suffisamment stable dans la gamme de longueur d'onde d'adaptation, il est possible de concevoir un miroir à $2.3\ \mu\text{m}$ et de l'utiliser à $2.65\ \mu\text{m}$ en multipliant simplement la longueur du pas du réseau et les épaisseurs des couches par un facteur de $2.65/2.3$ comme l'a montré Mateus et al. [61]. Cependant, malgré une valeur stable de l'indice de réfraction de la silice et du silicium dans la gamme de longueur d'onde du moyen infrarouge entre 2 et $3\ \mu\text{m}$, l'utilisation de la silice à une longueur de $2.65\ \mu\text{m}$ devient problématique en raison de l'apparition d'un pic d'absorption. Cette absorption provient des impuretés OH présentes dans le matériau et devient non négligeable entre 2.6 et $3\ \mu\text{m}$ [131] pouvant entraîner une baisse de réflectivité de l'ordre de $0.4\ \%$ [132] pour une valeur d'absorption de 20dB/cm à $2.675\ \mu\text{m}$. Étant donné que la valeur de l'absorption de la silice n'est pas connue en raison de sa dépendance en fonction de la concentration en impuretés OH et du procédé de fabrication utilisé, une structure à réseau dépourvue de silice a été proposée.

Pour concevoir un miroir à réseau à une longueur d'onde de $2.65\ \mu\text{m}$, le nitrure de silicium, matériau diélectrique bas indice, a été choisi en remplacement de la silice dans la structure présentée précédemment. Le réseau est alors composé de silicium en tant que matériau haut indice gravé sur une couche de nitrure de silicium et combiné à deux couches quart d'onde pour augmenter la réflectivité totale du dispositif en raison des contraintes technologiques (Figure 3.18). En effet, bien que les contraintes de $500\ \text{nm}$ sur les largeurs des motifs soient moins sévères en raison de l'augmentation de la longueur d'onde de fonctionnement, la baisse d'écart d'indice entre le silicium et le nitrure de silicium par rapport au couple Si/SiO₂ diminue l'efficacité du miroir et l'introduction d'une paire quart d'onde reste une aide non négligeable pour l'obtention de miroirs large bande à grand pouvoir réflecteur.

L'algorithme d'optimisation a été exécuté en définissant des contraintes technologiques similaires à celles utilisées pour les structures Si/SiO₂ et permet d'obtenir un miroir répondant aux exigences de fabrication avec des dimensions telles que décrites dans le Tableau 3.7. Ce miroir permet d'atteindre une largeur de bande de $219\ \text{nm}$ pour une réflectivité supérieure à $99.9\ \%$ pour le mode TM et offre également une bonne polarisation de la lumière réfléchie avec un coefficient R_{TE} inférieur à $85\ \%$ sur toute la largeur de la bande de haute réflectivité (voir Figure 3.19). Le nitrure de silicium offre une solution viable de matériau bas indice pour le développement de structures VCSEL basées sur des miroirs à réseaux à haut contraste d'indice émettant au delà de $2.65\ \mu\text{m}$.

Toutefois, bien que cette structure présente de très bonnes performances, l'étude de la tolérance des paramètres géométriques du miroir montre de très faibles écarts

autorisés pour la fabrication par rapport aux valeurs retournées par l'algorithme. Avec moins de 1 % d'erreur autorisée sur l'épaisseur T_g du réseau et sur les largeurs L_e des fentes et L_f des barreaux du réseau (Tableau 3.7), la réalisation concrète de cette structure pour obtenir un miroir fonctionnel paraît impossible. L'étude de la tolérance de cette structure sera détaillée au Chapitre 4 de ce manuscrit afin d'obtenir un miroir plus robuste aux erreurs de fabrication [133].

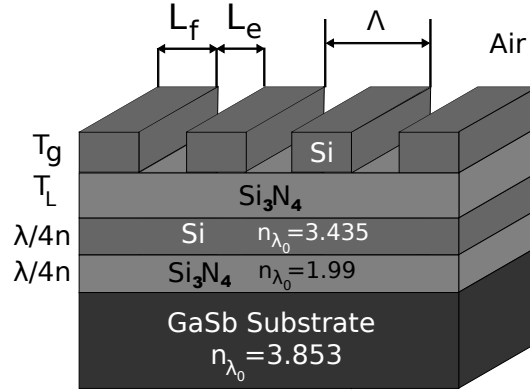


FIGURE 3.18 – Schéma du miroir avec une sous-couche de nitrure de silicium combiné à une paire quart d'onde pour augmenter la réflectivité. Le substrat GaSb correspond à la couche d'accord de phase du diode VCSEL.

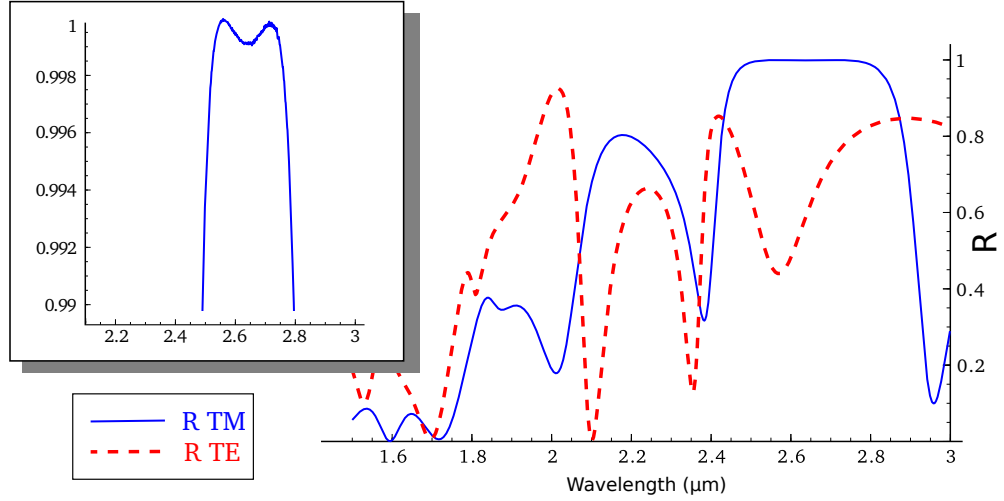


FIGURE 3.19 – Spectres de réflectivité du miroir avec sous-couche de nitrure de silicium de la Figure 3.18 centré à 2.303 μm avec une largeur de bande de 206 nm obtenu avec mrcwa.

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.9\%$ et $R_{TE} < 90\%$	
L_e	0.829 μm	0.763 μm	$0.763 \mu\text{m} < L_e < 0.831 \mu\text{m}$ ($\pm 0.2 \%$)
L_f	0.522 μm	0.498 μm	$0.498 \mu\text{m} < L_f < 0.522 \mu\text{m}$ ($\pm 0 \%$)
T_g	0.899 μm	0.897 μm	$0.897 \mu\text{m} < T_g < 0.941 \mu\text{m}$ ($\pm 0.2 \%$)
T_L	0.896 μm	0.806 μm	$0.806 \mu\text{m} < T_L < 0.976 \mu\text{m}$ ($\pm 8.9 \%$)
Λ	1.351 μm	1.311 μm	$1.311 \mu\text{m} < \Lambda < 1.351 \mu\text{m}$
L_f/Λ	39 %	37 %	$37 \% < L_f/\Lambda < 44 \%$
λ_0	2.640 μm		
$\Delta\lambda$	219 nm		
$\Delta\lambda/\lambda_0$	8.3 %		

TABLE 3.7 – Longueurs et tolérances du miroir avec sous-couche de nitrure de silicium de la Figure 3.18.

3.4.2 Réseaux à base d'antimoniures

3.4.2.1 Structure GaSb/AlAsSb

En plus des miroirs à base de silicium présentés dans la section 3.4.1, des structures réseaux basées sur le système de matériaux AlGaAsSb ont été imaginées. L'avantage premier de ce choix est d'utiliser les mêmes matériaux que ceux de la structure VCSEL permettant ainsi de déposer les couches du miroir supérieur directement lors de la croissance de la diode laser. De plus, en utilisant uniquement des semi-conducteurs pour la fabrication du réseau, l'injection du courant électrique peut se faire à travers le miroir et simplifier ainsi la structure de la diode laser. Toutefois le système de matériaux AlGaAsSb ne permet pas de réaliser des couches à fort contraste d'indice, avec un maximum de l'ordre de $\Delta n = 0.7$ entre l'indice de refraction du GaSb ($n = 3.9$) et de l'AlAsSb ($n = 3.16$) en accord de maille avec le GaSb. Pour pallier à cette faiblesse de contraste d'indice, 3 couches quart d'onde sont combinées à la structure réseau GaSb comme présenté sur la Figure 3.20. Cette structure s'inspire du miroir à réseau de silicium combiné à une sous-couche de silicium présenté dans la section 3.4.1.2. La gravure de la couche de haut indice de GaSb ici n'est pas complète non seulement pour améliorer la réflectivité du miroir comme cela a été démontré pour le réseau de silicium, mais également pour des raisons de protection de la couche d'AlAsSb qui est susceptible de s'oxyder et de se dégrader au contact de l'air en lien avec la forte concentration d'aluminium de cette couche.

La structure réseau GaSb/AlAsSb de la Figure 3.20 a été optimisée pour obtenir une réflectivité supérieure à 99.9 % pour la polarisation TM. Pour pouvoir utiliser une technique de lithographie par projection, les dimensions des motifs du réseaux sont limitées à un minimum de 500 nm et le profil de gravure à un facteur de forme supérieur à 0.9 comme précédemment. L'effet polarisant du miroir est assuré par une optimisation de la structure qui conserve une réflectivité inférieure à 90 % pour la polarisation TE.

Malgré le faible contraste d'indice et les contraintes technologiques mises en place, l'algorithme d'optimisation permet de trouver une structure satisfaisant les exigences de réflectivité requises avec des dimensions respectant les critères définis précédemment (Tableau 3.8). Toutefois, la largeur de bande de haute réflectivité est restreinte avec seulement 48 nm (Figure 3.21) et s'éloigne des valeurs usuelles des miroirs de Bragg pour VCSEL utilisés dans le moyen infrarouge qui sont de l'ordre de 150 nm. La conséquence la plus critique de cette faible largeur de bande est un risque accru de non alignement entre la bande de haute réflectivité du miroir inférieur de la cavité, de la gamme spectrale d'émission des puits quantiques et du miroir à réseau, qui serait causé par des imperfections de fabrication. De plus, on observe pour ce miroir un effet polarisant beaucoup moins prononcé par rapport aux miroirs silicium précédents. Le coefficient de réflectivité pour la polarisation TE atteint une valeur maximale de 91 % à la longueur d'onde de 2.233 μm et limite la largeur de bande de haut réflectivité. La contrainte de l'effet polarisant du miroir devient particulièrement sévère pour cette structure en raison des 3 couches quart

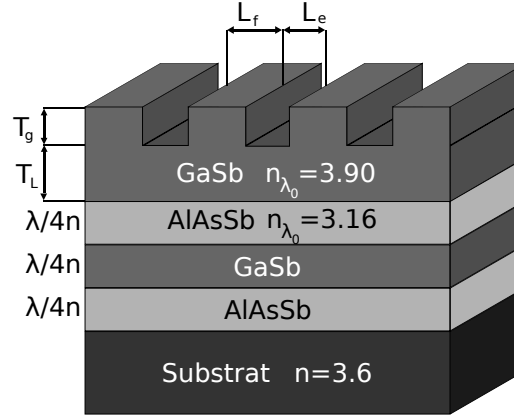


FIGURE 3.20 – Schéma du réseau à base d'antimoniures utilisant trois couches quart d'onde en raison du faible contraste d'indice entre le GaSb et l'AlSb. Le substrat correspond à un matériau AlGaAsSb en accord de maille sur GaSb présent dans la cavité VCSEL.

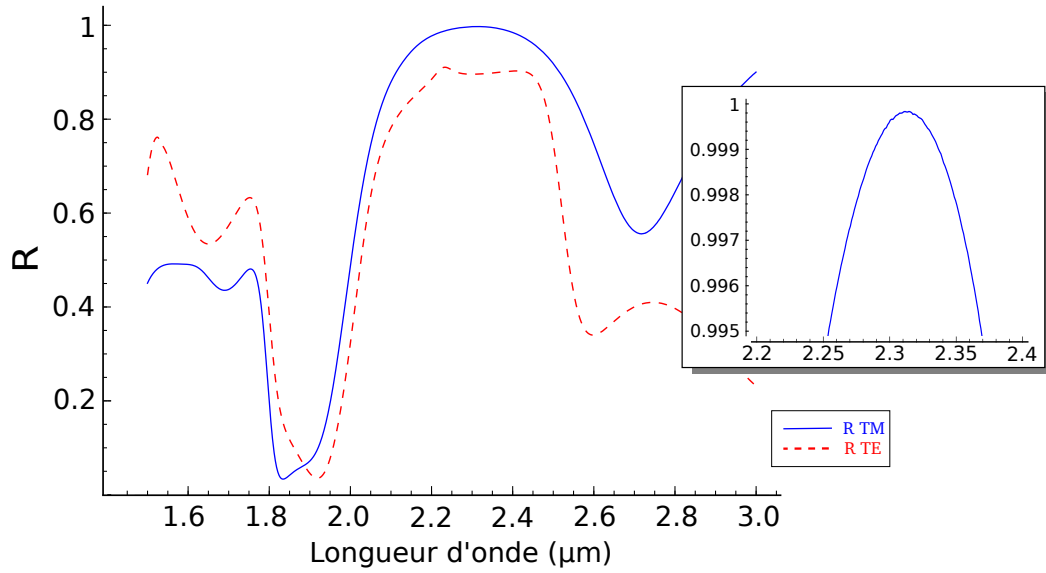


FIGURE 3.21 – Spectres de réflectivité du miroir GaSb/AlSb de la Figure 3.20 centré à 2.312 μm avec une largeur de bande de 48 nm obtenu avec `mrcwa`.

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.9\%$ et $R_{TE} < 90\%$
L_e	0.541 μm	0.493 $\mu\text{m} < L_e < 0.565 \mu\text{m}$
L_f	0.764 μm	0.761 $\mu\text{m} < L_f < 0.783 \mu\text{m}$
T_g	0.598 μm	0.589 $\mu\text{m} < T_g < 0.601 \mu\text{m}$
T_L	0.163 μm	0.078 $\mu\text{m} < T_L < 0.253 \mu\text{m}$
λ_0	2.312 μm	
$\Delta\lambda$	48 nm	
$\Delta\lambda/\lambda_0$	2.1 %	

TABLE 3.8 – Longueurs et tolérances du réseau GaSb de la Figure 3.20.

d'onde qui réfléchissent la lumière de manière équivalente pour les deux polarisations. Le choix d'utiliser 3 couches quart d'onde résulte alors d'un compromis entre une augmentation de la largeur de bande maximale du miroir et une perte de l'effet polarisant.

Il serait possible d'augmenter l'écart d'indice de cette structure en utilisant une méthode d'oxydation humide dont le rôle est d'oxyder les couches AlAsSb en oxyde d'aluminium présentant une valeur d'indice optique proche de 1.66 [134]. Le travail de thèse de Youness Laaroussi [38] a permis d'améliorer la fabrication d'oxydes d'aluminium à partir de couches AlAsSb accordées en maille sur GaSb en vue de fabriquer des couches isolantes électriquement. Cependant, il est nécessaire de réaliser une étape de recuit à 450°C afin de supprimer les agrégats métalliques d'antimoine issus de la réaction d'oxydation de l'AlAsSb, ce qui est susceptible de dégrader la qualité des puits quantiques de la structure VCSEL. De plus, l'oxydation d'AlAsSb s'accompagne d'une importante augmentation de l'épaisseur (~ 150 %) de la couche oxydée [38] et se traduit par des contraintes mécaniques sévères sur les couches.

3.4.2.2 Réseau GaSb sans couche bas indice

Au cours du projet Marsupilami, après différents essais de gravure réalisés au LAAS, il s'est avéré que l'équipement de nanolithographie par projection était difficilement utilisable en raison de la taille des échantillons utilisés [135]. L'écriture des réseaux a donc par la suite été réalisée par nanolithographie électronique. Ce changement de technique d'inscription des motifs à graver a supprimé la contrainte technologique fixée précédemment à 500 nm sur les dimensions du réseau. Par contre, l'équipement utilisé impose des contraintes technologiques sur le facteur de remplissage FF en le limitant à des valeurs comprises entre 35 % et 55 %.

Lors des différents essais de conception de miroirs à réseaux réalisés dans le cadre de cette thèse, un résultat particulièrement intéressant a été obtenu. En testant une optimisation de la réflectivité d'une structure réseau haut indice dépourvue de sous couche bas indice comme présenté sur la Figure 3.22, il a été démontré qu'il est possible d'atteindre un effet miroir prononcé. En effet, malgré l'absence de haut contraste d'indice, une structure à réseau basique est capable de réfléchir une onde polarisée TM à plus de 99.5 % pour une largeur de bande de 66 nm (voir Figure 3.23). Ce gain remarquable en performances par rapport à la structure GaSb/AlAsSb précédente s'explique par la suppression de la limitation sur les dimensions du réseau, autorisant l'algorithme d'optimisation à explorer de nouvelles dimensions de structures et fournissant un dispositif dont les dimensions sont indiquées dans le Tableau 3.9.

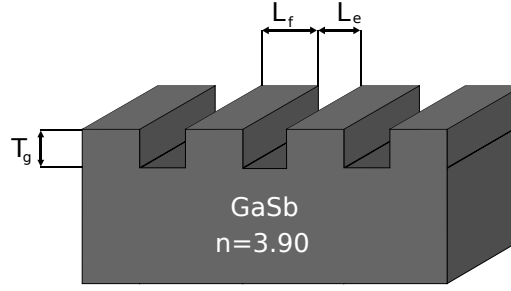
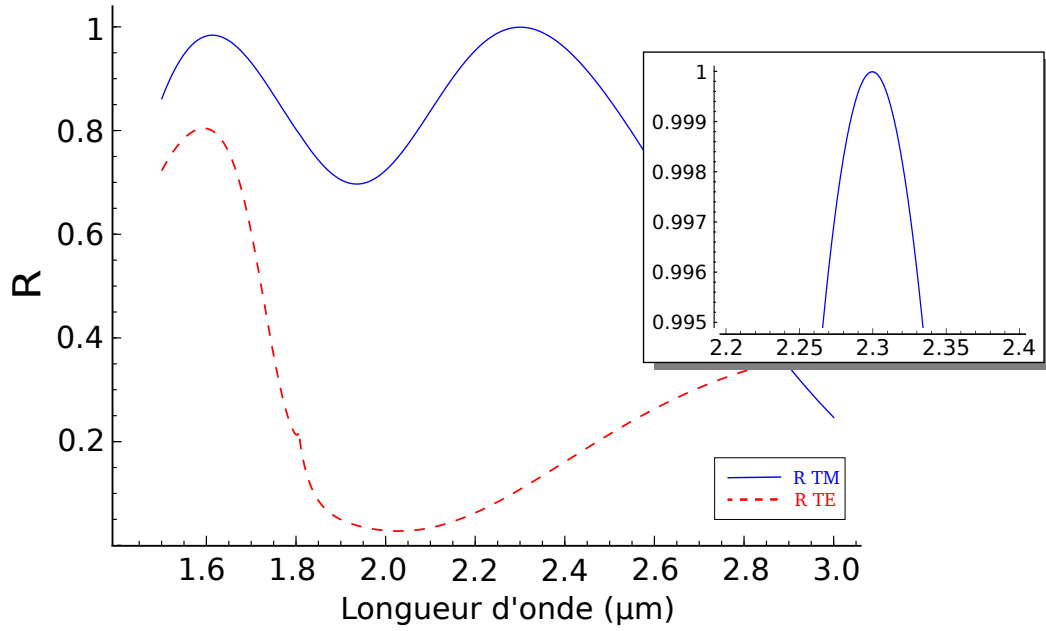


FIGURE 3.22 – Schéma du réseau gravé directement sur le substrat GaSb.

FIGURE 3.23 – Spectres de réflectivité du miroir GaSb de la Figure 3.22 centré à 2.300 μm avec une largeur de bande de 66 nm obtenu avec `mrcwa`.

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.5\%$ et $R_{TE} < 90\%$
T_g	0.790 μm	0.787 $\mu\text{m} < T_g < 0.812 \mu\text{m}$
$\Lambda = L_e + L_f$	1.164 μm	1.127 $\mu\text{m} < \Lambda < 1.167 \mu\text{m}$
$FF = L_f/\Lambda$	42.14 %	39.19 % $< FF < 43.19$ %
λ_0	2.300 μm	
$\Delta\lambda$	66 nm	
$\Delta\lambda/\lambda_0$	2.9 %	

TABLE 3.9 – Longueurs et tolérances du réseau GaSb de la Figure 3.22.

3.4.3 Miroirs à base d'arseniure de gallium

La dernière filière de matériaux explorée pendant ces travaux de thèse concerne la filière arseniures avec une structure combinant un réseau haut indice d'arseniure de gallium avec une couche bas indice d'oxyde d'aluminium. Cette combinaison de matériaux permet d'atteindre un haut contraste d'indice de $\Delta n = 1.7$ idéal pour la réalisation de miroirs à réseau large bande. De plus, l'intégration de ces matériaux sur la structure VCSEL antimoniure est possible et maîtrisée au laboratoire IES de Montpellier. La croissance d'une couche de GaAs est réalisée en commençant par déposer une couche d'InAs fortement dopée au dessus des couches antimoniures de la structure VCSEL et en changeant l'élément III pendant le dépôt. Le grand désaccord de maille existant entre l'InAs et le GaAs ($\sim 7\%$) permet de relaxer les contraintes très rapidement par des dislocations orientées dans le plan orthogonal à la direction de croissance [136]. Cette technique permet de restreindre la zone métamorphique de GaAs, qui possède une absorption élevée en raison des nombreux défauts causés par les dislocations, à une épaisseur très fine de l'ordre de 20 couches atomiques. Il est ainsi possible de fabriquer une structure VCSEL antimoniure en une seule étape de croissance par épitaxie par jet moléculaire tout en incluant des couches arseniures pour la fabrication du miroir supérieur de la cavité.

L'utilisation de matériaux arseniures permet non seulement de bénéficier des connaissances de la gravure du GaAs mais surtout de pouvoir utiliser la technique d'oxydation humide permettant la fabrication de couches à bas indice de réfraction habituellement utilisées pour le confinement électrique et optique dans les structures VCSELs. L'oxydation humide d'une couche AlGaAs à forte teneur en aluminium est réalisée au LAAS et permet d'atteindre des couches d'oxyde d'aluminium bas indice pour la fabrication de miroirs à réseaux. Afin d'éviter une délamination des barres du réseau pendant l'étape d'oxydation qui a lieu après l'étape de gravure, il a été choisi de ne pas graver totalement la couche de GaAs pour augmenter la tenue mécanique de la couche supérieure. La structure finale retenue en tenant compte des différentes étapes de fabrication est celle présentée sur la Figure 3.24.

Paramètre optimisé	Plage de variation autorisée
T_g	$0.500\ \mu\text{m} < T_g < 1.1\ \mu\text{m}$
FF	$0.35 < FF < 0.55$
T_A	$0.300\ \mu\text{m} < T_A < 0.400\ \mu\text{m}$
Λ	$0.900\ \mu\text{m} < \Lambda < 1.300\ \mu\text{m}$
T_L	$0.050\ \mu\text{m} < T_L < 1.000\ \mu\text{m}$

TABLE 3.10 – Plages de variations utilisées pour l'optimisation des différents paramètres des miroirs à arseniure de gallium.

Les réseaux arseniures ont été conçus ici pour être inscrits par une nanolithographie électronique au LAAS. La technique de fabrication employée rend difficile l'oxydation de couches d'épaisseurs d'AlAs de plus de 400 nm, ce qui sera la limite maximale autorisée pour la couche bas indice du miroir. Les autres paramètres de la

structure sont limités par des valeurs estimées en fonction des valeurs nécessaires au bon fonctionnement des réseaux à haut contraste d'indice et sont données dans le Tableau 3.10.

L'optimisation de la structure est ensuite réalisée par l'algorithme à évolution différentielle afin de chercher la plus grande largeur spectrale de haute réflectivité vérifiant $R_{TM} > 99.5\%$. La valeur de réflectivité a été revue à la baisse, par rapport au choix de 99.9 % précédent, pour favoriser la largeur spectrale $\Delta\lambda$. Le programme de conception fournit alors un miroir dont les dimensions sont indiquées dans le Tableau 3.11 et qui permet d'atteindre une gamme spectrale extrêmement large de 481 nm pour une réflectivité supérieure à 99.5 % pour la polarisation TM. L'effet polarisant du miroir est également de bonne qualité avec un coefficient de réflexion TE inférieur à 80 % dans toute la bande de haute réflectivité.

Cette structure combine donc d'excellentes performances avec de nombreux avantages d'intégration dans la diode VCSEL.

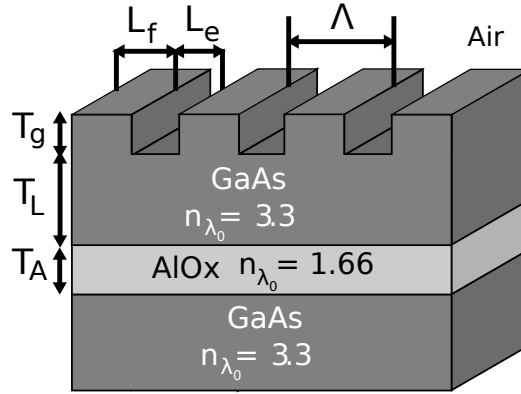


FIGURE 3.24 – Schéma du réseau à base de matériaux arseniures utilisant une couche bas indice d'oxyde d'aluminium.

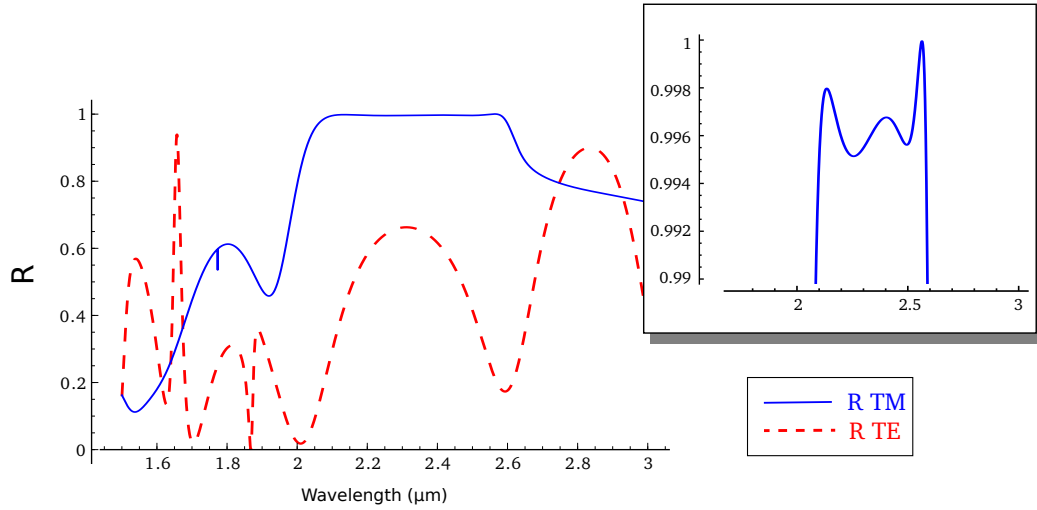


FIGURE 3.25 – Spectres de réflectivité du miroir à base d'arseniures de la Figure 3.24 centré à 2.340 μm avec une largeur de bande de 481 nm obtenu avec **camfr**.

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.5\%$ et $R_{TE} < 90\%$
T_g	0.685 μm	0.682 μm < T_g < 0.756 μm
T_L	0.268 μm	0.221 μm < T_L < 0.272 μm
$\Lambda = L_e + L_f$	1.158 μm	1.014 μm < Λ < 1.163 μm
$FF = L_f/\Lambda$	51.3 %	50.7 % < FF < 59.0 %
T_A	0.390 μm	0.364 μm < T_A < 0.499 μm
λ_0	2.340 μm	
$\Delta\lambda$	481 nm	
$\Delta\lambda/\lambda_0$	20.6 %	

TABLE 3.11 – Longueurs et tolérances du réseau GaAs de la Figure 3.24.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode de conception de miroirs à réseaux à haut contraste d'indice a été introduite. Elle s'appuie sur le logiciel Houba qui a été mis au point au cours de ce travail de thèse et combine les logiciels de simulations de structures à réseaux présentés dans le Chapitre 2 à une méthode d'optimisation. Pour pouvoir utiliser un algorithme d'optimisation pour la conception de miroirs à réseau, un facteur de mérite a été défini afin de représenter numériquement les caractéristiques requises pour une application VCSEL, c'est à dire une réflectivité TM supérieure à 99.5 % pour la plus large gamme spectrale possible tout en conservant un effet polarisant avec un coefficient de réflexion R_{TE} inférieur à 90 %.

Les aspects technologiques liés aux problématiques des matériaux utilisés dans le moyen infrarouge ont été pris en compte grâce à de constants échanges avec les laboratoires partenaires du projet Marsupilami. Différentes approches ont ainsi été abordées pour la conception de structures miroirs dans le but d'explorer diverses possibilités de fabrication de VCSELs. Des solutions performantes qui répondent aux attentes d'un miroir VCSEL ont ainsi été conçues en utilisant des structures basées sur le couple Si/SiO₂ pour une application à une longueur d'onde de 2.3 μm et sur le couple Si/Si₃N₄ pour une longueur d'onde plus grande de 2.65 μm . Des miroirs à base de matériaux III-V antimoniures et arseniures ont ensuite été étudiés pour permettre une intégration plus aisée du réseau sur le composant VCSEL grâce à une croissance monolithique de la structure laser. L'absence de haut contraste d'indice parmi les composés antimoniures a pour conséquence de rendre impossible la conception de miroirs à réseau présentant une largeur de bande suffisamment grande. Au final, le choix s'est donc orienté vers un miroir à arseniure de gallium utilisant de l'oxyde d'aluminium comme matériau bas indice. Ce dernier miroir permet d'atteindre de très grandes performances avec une largeur spectrale de 481 nm vérifiant une réflectivité supérieure à 99.5 %.

Bien que l'algorithme d'optimisation permette de concevoir des miroirs à réseau répondant aux exigences des VCSELs tout en respectant les contraintes technologiques fixées par les équipements dont disposent les laboratoires partenaires, l'étude de la tolérance aux erreurs de fabrication a montré qu'il serait difficile de fabriquer certains dispositifs conçus. En effet, certains miroirs perdent leurs propriétés de haute réflectivité pour des erreurs de fabrication de l'ordre du nanomètre. Une telle exigence de précision des procédés de fabrication n'est pas réaliste. Afin de permettre la fabrication des structures miroirs, leur tolérance a été étudiée plus en détails puis améliorée. C'est ce travail qui est décrit dans le prochain chapitre.

Conception de miroirs robustes aux erreurs de fabrication

La fabrication de réseaux à haut contraste d'indice en vue de la réalisation de miroirs très réfléchissants requiert d'être capable de définir des structures périodiques dont la taille des motifs est de l'ordre de la longueur d'onde. En effet, la nécessité d'avoir une structure périodique supportant uniquement deux modes de Bloch propagatifs indispensables pour atteindre l'effet miroir haute réflectivité impose des périodicités du réseau de l'ordre de la longueur d'onde (Chapitre 2). Dans le cadre d'une application VCSEL, les exigences en terme de réflectivité sont grandes avec un seuil minimal de 99.5 % (Chapitre 1), et imposent une grande précision de fabrication afin de respecter les dimensions théoriques de la structure simulée, que ce soient pour les cas des miroirs de Bragg mais aussi des miroirs à réseau. Par exemple, à une longueur d'onde de 2.3 μm , la précision requise est de l'ordre de 10 nanomètres (5 %) sur l'épaisseur des couches quart d'onde des miroirs de Bragg afin de conserver une réflectivité suffisante [137]. Dans le cas des miroirs à réseau, la géométrie est plus complexe et demande de contrôler avec précision davantage de paramètres, non seulement lors du dépôt des couches de matériaux, mais également lors de l'écriture des motifs du réseau et de sa gravure.

Ce chapitre est consacré à l'étude de la tolérance des différentes dimensions des miroirs à réseau dans le but de rendre les structures le plus robuste possible. Au final, un nouvel algorithme d'optimisation sera utilisé pour fournir une méthode originale de conception de miroirs à réseau robustes aux erreurs de fabrication.

4.1 Étude précise des tolérances

Dans le chapitre précédent, la méthode d'optimisation a permis de concevoir de nombreuses structures présentant des performances suffisamment intéressantes pour être utilisées dans des diodes VCSELs. La réflectivité des miroirs a été optimisée de manière automatique via l'utilisation d'un algorithme génétique ou à évolution différentielle dont le rôle est d'ajuster les paramètres de la structure. Bien que l'aspect fabrication soit pris en compte via les contraintes technologiques liées aux équipements disponibles dans les laboratoires partenaires (Section 3.1.1), l'ajustement des paramètres du miroir, réalisé par l'algorithme d'optimisation, atteint une grande précision pouvant aller jusqu'au nanomètre, ce qui est dans la plupart des cas au delà des performances atteignable par les technologies de fabrication utilisées au LAAS et à l'IES.

Aussi, pour estimer la précision qu'il est nécessaire d'atteindre pour fabriquer les miroirs fournis par l'algorithme d'optimisation, un critère de tolérance a été défini sur les différents paramètres de la structure. La tolérance d'un paramètre est étudiée en faisant varier une dimension, par exemple l'épaisseur du réseau T_g , en conservant l'ensemble des autres paramètres de la structure à leurs valeurs optimales. En s'éloignant de la valeur optimale de ce paramètre fournie par l'algorithme d'optimisation, les performances du miroir vont diminuer jusqu'à ne plus respecter les conditions requises pour l'application VCSEL. Une plage de variation du paramètre est alors obtenue avec une valeur minimale et maximale à ne pas dépasser lors de la fabrication qui permettent de conserver les conditions de réflectivité et de polarisation voulues.

L'étude de la tolérance des résultats présentés dans le Chapitre 3 montre que la plupart des structures obtenues par l'algorithme d'optimisation sont très sensibles aux erreurs de fabrication. Par exemple, la structure GaAs/AlOx présente des tolérances de $\Delta T_L = 4$ nm et $\Delta T_g = 3$ nm. Elle requiert donc de pouvoir contrôler la profondeur de gravure à une précision inférieure à 5 nm, une valeur trop faible par rapport à la précision des machines utilisées en salle blanche. L'épaisseur du réseau est un paramètre difficile à contrôler car la vitesse de gravure du GaAs dépend de nombreux paramètres tels que la largeur des ouvertures gravées ou le facteur de forme des fentes [38]. Les réseaux étant gravés à des vitesses comprises entre 20 et 22.92 nm/s à des profondeurs de l'ordre de 750 nm, le temps de gravure nécessaire est d'environ 30 secondes et les résultats expérimentaux montrent que la précision atteignable est plutôt de l'ordre de 20 à 30 nm. La structure GaAs/AlOx optimale est donc très difficile à fabriquer par la méthode de gravure ICP utilisée au LAAS, et ce malgré les efforts réalisés afin d'améliorer sa résolution [38].

Toutefois, les miroirs à réseaux sont connus pour être robustes aux erreurs de fabrication avec par exemple une tolérance de ± 20 % sur la largeur des fentes ou $\pm 10\%$ sur la longueur d'une période [138]. Afin de comprendre pourquoi les structures obtenues par le programme Houba sont si sensibles aux erreurs de fabrication, les tolérances du miroir à nitrure de silicium de la section 3.4.1.3 dont la structure est rappelée sur la Figure 4.1 sont étudiées plus en détails dans cette partie [133].

Les dimensions optimales trouvées par l'algorithme à évolution différentielle sont récapitulées dans le Tableau 4.1 ainsi que les valeurs de tolérance de chacun des paramètres géométriques de la structure. Comme cela avait déjà été souligné dans le chapitre précédent, cette structure est particulièrement sensible aux erreurs de fabrication. En effet, la largeur des barres du réseau L_f présente une tolérance nulle avec une valeur optimale de 522 nm et une perte de l'effet miroir requis pour l'application VCSEL à une valeur de 523 nm. Les tolérances de la largeur des fentes du réseau L_e ou de l'épaisseur du réseau T_g sont également très faibles avec seulement 2 nm d'erreur autorisée.

Une étude plus détaillée de la tolérance de la largeur des fentes L_e et des barres L_f du réseau est présentée sur la Figure 4.2. Sur les graphes de cette figure, la largeur de bande $\Delta\lambda$ de haute réflectivité du miroir est calculée en faisant varier un paramètre de la structure avec un pas d'un nanomètre, L_e ou L_f , tout en conservant les autres

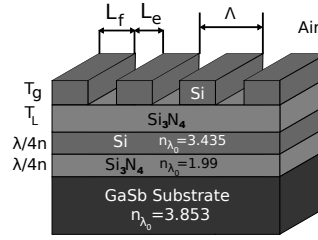


FIGURE 4.1 – Schéma du miroir à réseau de nitrure de silicium optimisé à la section 3.4.1.3 pour une longueur d'onde de $2.65 \mu\text{m}$ [133].

	Optimum	Variations pour $R_{TM} > 99.9\%$ et $R_{TE} < 90\%$			
		Minimum	Maximum	Plage	Tolérance
L_e	$0.829 \mu\text{m}$	$0.763 \mu\text{m}$	$0.831 \mu\text{m}$	68 nm	$\pm 2 \text{ nm } (\pm 0.2 \%)$
L_f	$0.522 \mu\text{m}$	$0.498 \mu\text{m}$	$0.522 \mu\text{m}$	24 nm	$\pm 0 \text{ nm } (\pm 0 \%)$
T_g	$0.899 \mu\text{m}$	$0.897 \mu\text{m}$	$0.941 \mu\text{m}$	44 nm	$\pm 2 \text{ nm } (\pm 0.2 \%)$
T_L	$0.896 \mu\text{m}$	$0.806 \mu\text{m}$	$0.976 \mu\text{m}$	170 nm	$\pm 80 \text{ nm } (\pm 8.9 \%)$
Λ	$1.351 \mu\text{m}$	$1.311 \mu\text{m}$	$1.351 \mu\text{m}$	40 nm	$\pm 0 \text{ nm } (\pm 0 \%)$
$FF = L_f/\Lambda$	39%	37%	44%	7%	$\pm 2 \%$
λ_0	$2.640 \mu\text{m}$				
$\Delta\lambda$	219 nm				
$\Delta\lambda/\lambda_0$	8.3%				

TABLE 4.1 – Longueurs et tolérances du miroir avec sous-couche de nitrure de silicium de la Figure 4.1.

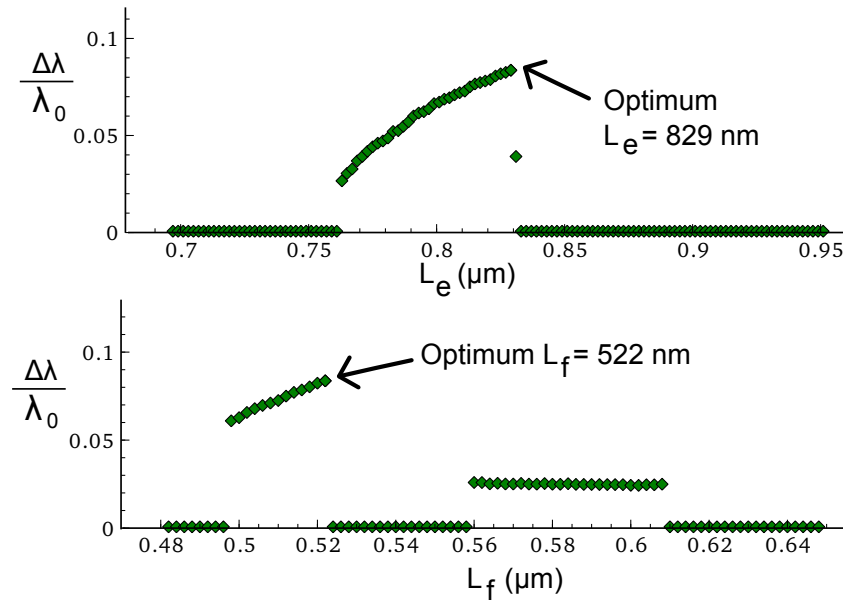


FIGURE 4.2 – Variations de la largeur de bande normalisée $\Delta\lambda/\lambda_0$ en fonction de l'évolution de la largeur des fentes L_e et des barreaux L_f du réseau. L'optimum est positionné en bordure de la plage de tolérance.

dimensions à leurs valeurs optimales. Il est ainsi possible de visualiser précisément l'évolution des performances du miroir en fonction des paramètres géométriques de la structure. Ces graphes indiquent que les valeurs de $L_e = 829$ nm et $L_f = 522$ nm fournies par l'algorithme d'optimisation correspondent aux valeurs maximisant la largeur de bande du miroir. Le facteur de mérite étant très étroitement lié à la largeur de bande (Équation 3.1), ces graphes confirment l'efficacité de l'algorithme d'optimisation à converger vers la solution la plus performante. Il s'avère ici que l'évolution de la largeur de bande du miroir en fonction de L_e et L_f présente des changements abruptes dont la conséquence se traduit par des pertes de performances pour de très faibles variations des dimensions géométriques du miroir. De plus, ces graphes indiquent que l'optimum est situé à proximité d'une discontinuité particulièrement sévère où la largeur de bande devient nulle, c'est à dire que le miroir n'est plus réfléchissant à 99.5 % ou que la condition de polarisation n'est plus respectée à λ_0 . Pour pouvoir gagner en tolérance sur la largeur des fentes L_e , il faut choisir un point plus éloigné de la valeur limite de 831 nm, au détriment de la largeur de bande du miroir.

4.2 Amélioration manuelle de la tolérance

L'étude précise des tolérances de fabrication des structures a montré à la section précédente des plages de variation suffisamment larges sur les différents paramètres géométriques. Par exemple, la largeur des fentes du réseau est autorisée à varier sur une plage de 68 nm, soit 8 % d'erreur, en permettant de conserver un miroir performant. Cependant, le point optimisant les performances du miroir est situé au bord de la plage de variation et la tolérance réelle du dispositif est très critique.

Une première approche pour améliorer la robustesse consiste à choisir à la main une valeur centrée au milieu des plages de tolérances des différents paramètres du miroir. Par exemple, pour optimiser la tolérance de la largeur des fentes, une valeur de $L_e = 797$ nm centrée entre les extrema de $L_e^{min} = 763$ nm et $L_e^{max} = 831$ nm peut être choisie. De même, pour la largeur des barreaux de silicium L_f , une valeur centrée serait de 510 nm. Cependant, il est essentiel de savoir que les extrema des plages de variation sont calculés en faisant varier uniquement un paramètre géométrique à la fois. Cette évaluation de la tolérance n'assure aucune garantie quant à la performance du miroir pour des variations simultanées de plusieurs dimensions.

En choisissant le couple de paramètres $L_e = 797$ nm et $L_f = 510$ nm permettant d'avoir des valeurs centrées dans les plages de tolérance, on obtient une nouvelle structure avec une périodicité $\Lambda = L_f + L_e = 1307$ nm et un facteur de remplissage $FF = L_f/\Lambda = 39.02$ %. En comparant ces nouvelles valeurs à celles calculées dans le Tableau 4.1, le facteur de remplissage est équivalent à celui de la structure optimale fournie par l'algorithme d'optimisation. En revanche, la période de 1307 nm prend une valeur inférieure à la limite minimale calculée lors de l'évaluation de la tolérance de la période. En choisissant de centrer les largeurs des motifs du réseau au milieu de leurs plages de tolérances, la période du réseau a été modifiée d'une valeur

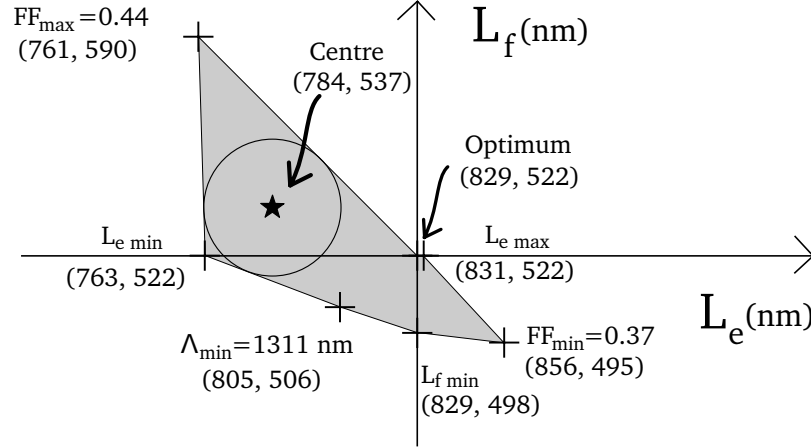


FIGURE 4.3 – Tolérances des dimensions L_e , L_f , Λ et FF du réseau de nitrure de silicium représenté sur un repère d'axes (L_e, L_f) . Les extrema de tolérances du Tableau 4.1 définissent un polygone (zone grisée) correspondant aux couples de dimensions (L_e, L_f) permettant de conserver un miroir répondant aux exigences VCSEL ($R_{TM} > 99.9\%$ et $R_{TE} < 90\%$). Le centre du cercle inscrit au polygone permet de définir des dimensions (L_e, L_f) de réseau ayant des tolérances maximales.

extrême maximale de tolérance ($\Lambda = 1351$ nm) à une valeur inférieure à la limite autorisée. Le choix de centrer individuellement les paramètres au sein de leurs plages de tolérances respectives résulte donc ici en un miroir non fonctionnel ne fournissant pas les critères requis pour une application VCSEL.

Pour pouvoir optimiser les valeurs de tolérance des dimensions du réseau, il est donc indispensable de tenir compte des variations simultanées des paramètres géométriques lors du centrage au sein des plages de tolérances. Dans le cas de l'optimisation de la tolérance des largeurs des fentes et des barres du réseau, il faut prendre en compte les plages de tolérance des combinaisons de ces paramètres qui peuvent être la période $\Lambda = L_e + L_f$ et le facteur de remplissage $FF = L_f/\Lambda$. Le calcul des plages de variation des paramètres L_e , L_f , Λ et FF fournit huit valeurs extrêmes (Tableau 4.1) garantissant l'effet miroir requis pour l'application VCSEL. Ces valeurs qui peuvent être tracées sur un plan (L_e, L_f) comme le montre la Figure 4.3. Ces huit extrema définissent alors un polygone qui représente, en faisant l'hypothèse d'une variation linéaire des performances du miroir, une approximation de la zone correspondant aux couples de paramètres (L_e, L_f) fournissant un miroir respectant les exigences VCSELs (en grisé sur la Figure 4.3). La position de l'optimum fourni par l'algorithme, positionné à l'intersection des axes de la Figure 4.3, est très critique en étant situé sur le bord de la zone de tolérance. Pour s'assurer d'optimiser la robustesse des dimensions des barres et des fentes du réseau, ainsi que toute variation des combinaisons possibles entre ces deux paramètres, le point situé le plus au centre du polygone correspondant au centre du cercle inscrit (représenté par un symbole ★ sur la Figure 4.3) a été choisi comme représentant le miroir le plus robuste dans ce cas. Ce point définit ainsi un nouveau jeu de paramètres $L_e = 784$ nm

TABLE 4.2 – Longueurs et tolérances du miroir avec sous-couche de nitrure de silicium de la Figure 4.1 dont les dimensions L_e et L_f ont été ajustées après l’optimisation afin d’augmenter la tolérance de ces paramètres.

	Optimum	Variations pour $R_{TM} > 99.9\%$ et $R_{TE} < 90\%$			
		Minimum	Maximum	Plage	Tolérance
L_e	0.784 μm	0.735 μm	0.814 μm	79 nm	± 30 nm (± 4 %)
L_f	0.537 μm	0.512 μm	0.598 μm	86 nm	± 25 nm (± 5 %)
T_g	0.899 μm	0.882 μm	0.923 μm	41 nm	± 17 nm (± 2 %)
T_L	0.896 μm	0.566 μm	1.496 μm	930 nm	± 330 nm (± 37 %)
Λ	1.321 μm	1.284 μm	1.508 μm	224 nm	± 37 nm (± 3 %)
$FF = L_f/\Lambda$	40.65 %	37.90 %	44.20 %	6.30 %	± 2.75 %
λ_0	2.664 μm				
$\Delta\lambda$	186 nm				
$\Delta\lambda/\lambda_0$	7.0 %				

et $L_f = 537$ nm caractéristique de ce miroir. Avec un rayon du cercle inscrit de 21 nm, la tolérance minimale sur L_e et L_f ainsi que sur toutes les combinaisons possibles de ces deux paramètres, est assurée d’être d’au moins ± 21 nm.

L’ajustement manuel des paramètres L_e et L_f permet d’obtenir ainsi une nouvelle structure dont les dimensions sont données dans le Tableau 4.2. La simulation de la réflectivité de ce miroir montre une largeur de bande de 186 nm, ce qui représente une diminution de 33 nm par rapport aux 219 nm de la structure optimale fournie par l’algorithme mais reste dans l’ordre de grandeur des miroirs de Bragg utilisés habituellement pour les diodes VCSELs dans le moyen infrarouge. En revanche, l’évaluation des tolérances des nouvelles dimensions de la structure indique un gain notable de robustesse avec des valeurs de ± 30 nm pour la largeur des fentes du réseau et de ± 25 nm pour la largeur des barres de silicium. Les tolérances pour la période Λ et le facteur de remplissage FF ont également été améliorées et atteignent des valeurs confortables de $\Delta\Lambda = \pm 37$ nm et $\Delta FF = \pm 2.75$ %, confirmant l’intérêt de choisir le centre du cercle inscrit du polygone pour définir le couple de paramètre (L_e, L_f) afin d’optimiser les tolérances de la structure.

L’estimation des tolérances de la profondeur de gravure T_g et de l’épaisseur T_L de la couche bas indice montrent également des valeurs plus souples avec $\Delta T_g = \pm 17$ nm et $\Delta T_L = \pm 330$ nm par rapport à la valeur de $\Delta T_g = \pm 2$ nm de la structure obtenue par l’algorithme d’optimisation (Tableau 4.1). Cette amélioration de la tolérance sans modification des épaisseurs des couches s’explique par le fait qu’en améliorant la tolérance des largeurs des motifs du réseau, la robustesse globale de la structure a été accrue.

Une valeur de tolérance de 17 nm sur la profondeur de gravure T_g peut paraître faible par rapport à l’ordre de grandeur de précision atteignable dans le cas de la gravure GaAs précédemment évoquée, cependant cette structure présente l’avantage de graver complètement la couche réseau de silicium et de pouvoir tirer avantage d’une technique de gravure sélective entre le silicium et le nitrure de silicium. L’é-

paaisseur de la couche du réseau serait alors principalement définie par l'épitaixie lors du dépôt et non lors de la gravure et permettrait d'atteindre une plus grande précision de fabrication sur le paramètre T_g .

Cependant, il est parfois également nécessaire d'optimiser la tolérance de l'épaisseur du réseau, et donc de centrer davantage de paramètres au sein de leurs plages de variations. Dans le cas d'une amélioration simultanée de 3 paramètres du miroir L_e , L_f et T_g [132], la méthode présentée ici impose d'étudier la tolérance de 4 paramètres pour chacun des couples (L_e, L_f) , (L_e, T_g) et (L_f, T_g) , soit au total 12 évaluations de tolérances [132]. Bien que l'amélioration manuelle de la robustesse des paramètres de la structure permette d'obtenir des résultats suffisamment performants pour la réalisation de composants VCSELs, la procédure se complique grandement avec le nombre de paramètres à prendre en compte et le caractère optimal alliant au mieux les performances et la robustesse devient difficile à évaluer.

4.3 Optimisation robuste

L'amélioration de la robustesse aux erreurs de fabrication de la structure s'avère ainsi être indispensable pour la plupart des résultats retournés par l'algorithme d'optimisation et peut se faire via une étude précise de la tolérance de chacun des paramètres comme décrit dans la section précédente. Cependant, la recherche d'un point alliant robustesse et performance n'est pas aisée en raison des nombreuses dimensions à prendre en compte et l'aspect automatique de l'étape d'optimisation de la structure est perdu. De plus, la phase de recherche du point optimum est dissociée de la phase de prise en compte de la robustesse de telle sorte que le résultat final obtenu ne correspond pas forcément à la solution combinant au mieux performances de l'effet miroir et résistance aux erreurs de fabrication. Dans le but de simplifier et d'améliorer la prise en compte des tolérances de fabrication, le choix d'intégrer la robustesse directement dans l'algorithme d'optimisation a été réalisé. C'est ce concept, l'optimisation robuste, qui est décrit dans cette section.

4.3.1 Principe et approche retenue

L'optimisation robuste consiste à améliorer les performances d'une solution en ajustant ses paramètres tout en cherchant à atteindre un certain degré de tolérance en regard des variations engendrées sur différentes grandeurs. La réalisation d'un dispositif robuste présente de nombreux avantages en permettant de réduire l'impact des erreurs de fabrication, d'augmenter le temps de vie du dispositif en limitant les effets de l'usure sur son fonctionnement et aussi de réduire les coûts d'inspection ou de maintenance dans le cas d'applications industrielles.

Il est important de noter que dans le cas de l'optimisation de dispositifs robustes, l'optimum recherché X^{tol} n'est pas forcément aussi performant que l'optimum global X^{max} qui peut être trop sensible aux variations de ses paramètres :

$$MF(X^{tol}) \leq MF(X^{max}) \quad (4.1)$$

Un compromis existe alors entre les performances atteignables par le dispositif, données quantitativement par le facteur de mérite MF , et sa robustesse. Dans le cas général, le problème d'optimisation du facteur de mérite MF d'une structure définie par un ensemble de paramètres X , soumis à C contraintes décrites par des fonctions $g_i(X, c_i)$, peut être écrit sous la forme :

$$\begin{cases} \max_X MF(X) \\ \text{avec } g_i(X, c_i) \leq 0 \text{ pour } i = 1, \dots, C. \end{cases} \quad (4.2)$$

Deux types d'incertitudes apparaissent alors pour l'optimisation de structures robustes. La première porte sur les paramètres c_i des contraintes. Dans notre cas, ces contraintes interviennent pour limiter les dimensions du miroir, principalement dues au procédé de nanolithographie qui limite le pas des motifs du réseau ou le facteur de remplissage de la structure. Toutefois, les contraintes ici correspondent à des limites qui ne sont pas strictes. Par exemple, si l'on considère la contrainte sur le facteur de forme de la structure qui impose de conserver des fentes larges et peu profondes avec un ratio ouverture/profondeur supérieur à 0.9, une erreur de fabrication peut mener à un facteur de forme plus faible, mais dans des proportions raisonnables qui n'empêcheront pas le bon déroulement de la gravure du réseau. L'erreur commise sur l'évaluation des paramètres c_i n'influe donc pas sur la réalisation du dispositif.

L'incertitude cruciale à maîtriser dans notre cas intervient sur les paramètres d'ajustement du problème définis par $X = \{L_e, L_f, T_g, T_L\}$. Les valeurs composant X considérées dans le Chapitre 3 comme déterministes au regard du procédé de fabrication ne le sont plus et X peut être décomposé en une somme d'une variable déterministe X_d , la valeur visée lors de la fabrication, et d'une variable aléatoire X_a , correspondant aux erreurs de fabrication. La première conséquence est que le résultat de $MF(X)$ n'est plus déterministe mais retourne des valeurs aléatoires qui dépendent de la fonction de probabilité associée à chaque composante du vecteur X .

L'une des approches possibles pour résoudre un tel problème consiste à utiliser les fonctions de répartition des paramètres aléatoires de X et de fixer des intervalles de confiance que l'on souhaite atteindre. Cette approche probabiliste nécessite d'avoir une bonne connaissance du comportement des variables aléatoires [139] dont l'origine provient des méthodes de fabrication employées.

L'erreur commise sur les paramètres de la structure n'étant pas connue avec précision, le choix de la méthode d'optimisation robuste s'est donc porté sur un algorithme qui s'affranchit de cette contrainte en utilisant des tolérances bornées choisies par l'utilisateur : l'anti-optimisation ou optimisation du pire cas.

Afin de disposer d'un algorithme d'optimisation dont le code source est facilement modifiable pour y intégrer le procédé d'anti-optimisation, le choix a été fait de ré-écrire complètement un algorithme et de l'intégrer comme extension au programme de conception de réseaux Houbba. Comme évoqué dans le chapitre précédent, il est nécessaire d'utiliser un algorithme d'optimisation global pour la conception de miroirs à réseau (Chapitre 3). Le type d'algorithme choisi a ainsi été un algorithme

d'optimisation à essaim de particules [140] qui est global et a déjà montré sa capacité à concevoir efficacement des réseaux à haut contraste d'indice [120]. Cette heuristique est présentée dans la section suivante.

4.3.2 Optimisation par essaim particulaire

4.3.2.1 Principe de l'algorithme à essaim de particules

L'algorithme d'optimisation par essaim particulaire est une heuristique récente, développée en 1995 par Kennedy et Eberhart [140]. Il s'agit d'un algorithme de recherche globale basé sur l'évolution d'un ensemble de particules dont les règles d'évolution sont inspirées de comportements sociaux et d'échanges d'informations entre individus [141].

Le principe de l'algorithme repose sur le déplacement guidé des particules dans l'espace de recherche. La direction et l'amplitude de déplacement des particules sont évaluées à partir de trois composantes principales [142, 141] :

1. L'inertie de la particule qui correspond à la vitesse de la particule calculée lors de son déplacement précédent.
2. L'aspect cognitif régissant la volonté de la particule à retourner vers la position optimale qu'elle a atteint par le passé et conservé en mémoire.
3. L'aspect social qui permet d'orienter le déplacement à partir d'informations échangées entre les particules via un partage de la meilleure solution connue par l'essaim.

L'algorithme peut alors s'écrire simplement à partir de la mise à jour de la position \vec{x}_k^i de la particule i à l'itération $k + 1$:

$$\begin{cases} \vec{x}_{k+1}^i = \vec{x}_k^i + \vec{v}_{k+1}^i \\ \vec{v}_{k+1}^i = \vec{v}_k^i + c_1 r_1 (\vec{p}_k^i - \vec{x}_k^i) + c_2 r_2 (\vec{p}_k^g - \vec{x}_k^i) \end{cases} \quad (4.3)$$

avec :

\vec{v}_{k+1}^i : la nouvelle vitesse correspondant à un vecteur de déplacement de la particule i dans l'espace de recherche. Elle correspond à la somme de 3 termes : l'inertie, une vitesse dite locale pour l'aspect cognitif, et une vitesse dite globale prenant en compte l'aspect social.

\vec{v}_k^i : l'inertie qui est la vitesse de la particule i à l'itération précédente k .

\vec{p}_k^i : la meilleure position atteinte par la particule i lors des itérations précédentes. C'est la meilleure position *locale* connue à l'origine de l'aspect cognitif.

\vec{p}_k^g : la meilleure position atteinte par une autre particule g lors des itérations précédentes. C'est la meilleure position *globale* connue qui représente l'aspect social avec le partage d'information entre les particules.

r_1 et r_2 : deux nombres aléatoires uniformes dans l'intervalle $[0, 1]$ tirés au hasard à chaque déplacement.

c_1 et c_2 : les paramètres cognitifs et sociaux respectivement. Ce sont les paramètres d'ajustement de l'algorithme. Un premier choix de $c_1 = c_2 = 2$ permet d'obtenir une moyenne de 1 en tenant compte de l'aléa fourni par r_1 et r_2 . Ce choix a pour conséquence de dépasser la position visée par la particule la moitié du temps [142].

Différentes stratégies peuvent être employées lors de la sélection de la particule g pour le partage de l'information du meilleur maximum connu p^g avec la particule i . Parmi les topologies développées pour propager l'information entre les particules [141], la plus simple est qu'à chaque itération toutes les particules aient connaissance de la position p^g du meilleur maximum global jamais atteint par l'essaim. L'inconvénient de cette topologie est que les particules ont tendance à rapidement converger vers une zone unique qui peut être un minimum local du facteur de mérite MF . Pour éviter une constriction trop rapide de l'essaim, le recours à une topologie en anneau permet d'empêcher la perte de diversité de l'essaim en faisant propager la connaissance de la position du meilleur maximum global connu de proche en proche entre les particules. De cette manière, chaque particule i se réfère uniquement à un unique voisin g pour partager l'information. Cette méthode présente l'avantage d'être simple à implémenter dans un algorithme basé sur des tableaux.

De nombreuses améliorations de l'algorithme peuvent être utilisées pour augmenter la vitesse de convergence en jouant principalement sur la constriction de l'essaim dans l'espace de recherche [142, 141]. La vitesse de chaque particule dans chaque dimension peut ainsi être limitée à une vitesse maximale déterminée par l'utilisateur ou par l'utilisation d'un facteur de constriction qui diminue la vitesse des particules au fur et à mesure de la recherche.

Par ailleurs, il faut noter que dans cette heuristique l'espace de recherche n'est pas forcément borné et peut évoluer au fur et à mesure de l'exploration. Cependant, dans notre cas, l'espace de recherche est limité par des contraintes technologiques. L'initialisation des positions des particules peut se faire alors sur les nœuds d'un pavage de Voronoï centré [141] ce qui permet de répartir uniformément et de manière équidistante la population dans l'ensemble de l'espace de recherche pour améliorer la vitesse de convergence.

4.3.2.2 Implémentation

Pour trouver les grandeurs optimales des paramètres du miroir, un algorithme d'optimisation par essaim particulaire a donc été écrit au cours de ce travail de thèse. Il reprend les différents choix évoqués dans la section précédente afin de garantir une convergence suffisamment rapide et efficace vers des structures miroirs à réseau compatibles pour une application VCSEL.

Les paramètres de l'algorithme ont été ajustés au fur et à mesure de son développement et sont adaptés à la recherche du maximum du facteur de mérite MF défini dans notre cas. L'essaim est ainsi peuplé généralement de 20 particules et les facteurs cognitifs et sociaux c_1 et c_2 de l'algorithme sont fixés à 2. L'espace de recherche est borné et discrétisé en prenant des longueurs entières en nanomètres pour les

paramètres d'ajustement du miroir. Ces paramètres sont autorisés à varier entre des valeurs maximales ub et minimales lb choisies empiriquement ou en fonction des contraintes technologiques. La vitesse des particules, quant à elle est limitée à une valeur maximale de l'ordre de $0.1(ub - lb) \leq v_{max} \leq 0.2(ub - lb)$, suivant l'optimisation effectuée, pour s'assurer de trouver le maximum global dans un temps raisonnable.

La première phase de l'algorithme concerne l'initialisation des particules de l'essaim. Dans un premier temps, les positions des particules sont réparties de manière homogène et équidistante en utilisant les nœuds d'un pavage de Voronoï centré¹ pour couvrir tout l'espace de recherche. Une première évaluation du facteur de mérite de chacune des particules est ensuite réalisée et permet d'initialiser ensuite la meilleure position connue par chacune des particules. Le partage d'information est effectué entre les particules en comparant les différents facteurs de mérite obtenus selon la topologie choisie par l'utilisateur : globale ou anneau. La dernière variable correspondant aux vitesses initiales des particules est finalement définie avec une valeur aléatoire choisie entre 0 et v_{max} afin de quantifier ce qui sera l'inertie des particules lors de leur premier déplacement à la première itération de l'algorithme.

La recherche peut alors commencer en faisant évoluer l'essaim via une boucle qui applique de manière itérative chacune des étapes suivantes pour chaque particule de l'essaim :

1. La meilleure position connue par l'essaim est échangée entre les particules. Chaque individu de la population est apparié à un autre individu selon la topologie choisie (globale ou anneau) afin de se diriger vers sa position optimale connue.
2. La position de la particule est mise à jour selon l'équation (4.3) en calculant indépendamment les trois termes d'inertie, de vitesse locale et de vitesse globale. Chacune des composantes de ces vitesses est limitée à v_{max} .

L'inertie, qui correspond au premier terme de l'équation (4.3) et qui est égale à la vitesse de la particule à l'itération précédente, est forcée à 0 une fois que la meilleure solution trouvée par l'algorithme dépasse un seuil de facteur de mérite MF^{seuil} fixé par l'utilisateur. Choisir une inertie nulle a tendance à diminuer la taille de l'essaim pour lui faire explorer une zone plus restreinte de l'espace. La diminution de l'inertie au cours de l'exécution de l'algorithme permet de passer ainsi d'une phase de recherche globale vers une recherche plus locale dont le but est d'explorer le voisinage de l'optimum trouvé pour l'améliorer plus rapidement [141].

3. Le facteur de mérite MF est calculé pour chaque particule. Il s'agit de la partie la plus coûteuse en temps de calcul. Le facteur de mérite MF , qui consiste à calculer la largeur de bande du miroir par une méthode d'analyse numérique (RCWA), ne calcule les coefficients de réflexion du miroir à réseau que pour les longueurs d'onde respectant les exigences en terme de réflectivité

1. http://people.sc.fsu.edu/~jburkardt/cpp_src/cvt/cvt.html

fixées par l'utilisateur. La largeur du spectre n'est ainsi élargie autour de la longueur d'onde visée que pour les miroirs performants et permet d'éviter de calculer les coefficients de réflexion de miroirs non performants. En pratique, si le miroir ne respecte pas les conditions d'une application VCSEL à λ_0 , le temps de calcul du facteur de mérite est de l'ordre de 0.3 secondes alors que pour un miroir ayant une largeur de bande de 100 nm, le temps nécessaire à l'évaluation du facteur de mérite est de l'ordre² de 3 secondes pour le logiciel `camfr` et de 10 secondes pour le logiciel `mrcwa`.

Afin d'améliorer les performances de l'algorithme en terme de temps de calcul, un procédé de mémorisation³ a été introduit sur l'évaluation de la fonction MF : pour chaque point X correspondant à un jeu de paramètres exploré lors de l'optimisation, le résultat $MF(X)$ est conservé en mémoire. De cette manière, si lors de l'exécution de l'algorithme, une particule se localise à une position déjà explorée lors d'une itération précédente, le résultat de la fonction MF sera lu en mémoire et permet ainsi d'économiser une évaluation de la fonction MF . Malgré la taille conséquente de l'espace de recherche, ce cas n'est pas complètement improbable en raison du choix d'utiliser des valeurs discrètes pour les paramètres d'optimisation et de l'introduction du procédé d'anti-optimisation qui sera développé à la section 4.3.3.

4. Si le facteur de mérite MF évalué à la nouvelle position est plus performant que celui correspondant à la meilleure solution explorée lors des itérations précédentes par la particule, cette nouvelle position est retenue en mémoire en mettant à jour la variable \vec{p}_k^i .

Afin de prendre en compte les bornes définissant l'espace de recherche, imposées par les contraintes de fabrication, la mise à jour de la meilleure position connue n'est effectuée que si elle est incluse dans l'espace de recherche défini par l'utilisateur. De cette manière, l'algorithme est assuré de ne pas converger vers des structures ne répondant pas aux contraintes technologiques.

La boucle réitère alors ces étapes tant que l'algorithme n'a pas atteint la condition de convergence. Le critère définissant la convergence n'est pas aisé à déterminer puisqu'il est difficile de prévoir la valeur maximale du facteur de mérite et la condition d'arrêt a été fixée uniquement par une condition de temps d'exécution. De part sa conception, un arrêt prématuré de l'optimisation n'entraîne aucune perte de données et l'exécution de l'algorithme peut être redémarrée sans conséquences sur la convergence de l'algorithme.

4.3.2.3 Performance de l'algorithme

Lors du développement de l'algorithme d'optimisation robuste par anti-optimisation, l'algorithme à essaim de particules a d'abord été testé afin de valider son

2. Machine utilisée : Processeur Intel Core i5 CPU 650 à 3.2GHz (1 seul cœur), 4 Go de mémoire vive

3. La mémorisation est une méthode dont le but est de réduire le temps d'exécution d'une fonction en mémorisant ses résultats d'une fois sur l'autre.

TABLE 4.3 – Plages de variations utilisées pour l’optimisation des différents paramètres des miroirs à arseniure de gallium et vitesses maximales des particules prises en compte par l’algorithme à essaim particulaire.

Paramètre optimisé	Plage de variation autorisée	Vitesse maximale
T_g	$0.500 \text{ } \mu\text{m} < T_g < 1.1 \text{ } \mu\text{m}$	$0.040 \text{ } \mu\text{m}$
FF	$0.35 < FF < 0.55$	0.04
T_A	$0.300 \text{ } \mu\text{m} < T_A < 0.400 \text{ } \mu\text{m}$	$0.010 \text{ } \mu\text{m}$
Λ	$0.900 \text{ } \mu\text{m} < \Lambda < 1.300 \text{ } \mu\text{m}$	$0.040 \text{ } \mu\text{m}$
T_L	$0.050 \text{ } \mu\text{m} < T_L < 1.000 \text{ } \mu\text{m}$	$0.100 \text{ } \mu\text{m}$

bon fonctionnement. Pour comparer la capacité de l’algorithme à converger vers une solution adéquate, une structure dont les performances optimales sont connues a été testée. Au cours du projet Marsupilami, le choix du miroir supérieur du VCSEL s’est arrêté sur un réseau à base d’arseniure tel que présenté sur la Figure 4.4. C’est sur ce réseau que les tests d’optimisation ont été effectués.

Les paramètres de l’algorithme sont fixés à des valeurs identiques à celles utilisées lors de l’optimisation par algorithme à évolution différentielle présenté à la section 3.4.3 et sont décrits dans le Tableau 4.3. Pour l’exécution de l’algorithme, l’essaim est composé de 20 particules et les paramètres cognitifs c_1 et sociaux c_2 sont fixés à 2. La structure est optimisée pour fournir un effet miroir centré à $\lambda_0 = 2.3 \text{ } \mu\text{m}$ avec une réflectivité TM supérieure à 99.5 % et un effet polarisant en conservant la polarisation TE à une valeur de réflectivité inférieure à 90 %.

Les valeurs obtenues par l’algorithme d’optimisation à essaim particulaire sont indiquées dans le Tableau 4.5 et montrent une structure avec une largeur de bande de 493 nm ce qui correspond à une performance équivalente, voire légèrement supérieure à celle obtenue par l’algorithme à évolution différentielle rappelée dans le Tableau 4.4 qui avait obtenu une largeur de bande de 481 nm. Les dimensions des deux structures sont proches et correspondent probablement à deux maximum locaux voisins.

Ce résultat permet de valider la capacité de l’algorithme d’optimisation à essaim de particules à concevoir des structures à réseau pour une application de miroirs VCSELs. L’étude des tolérances de la structure calculées indépendamment pour chacun des paramètres (Tableau 4.5) montre de larges plages de variations. La grande robustesse de ce réseau obtenu par essaim particulaire n’était cependant pas forcément attendue puisqu’aucun critère influant sur celle-ci n’est pris en compte lors de l’optimisation. Afin de garantir la robustesse de la solution retournée par l’algorithme d’optimisation, une technique d’anti-optimisation a été implémentée et est développée dans la section suivante.

4.3.3 L’algorithme d’anti-optimisation

Dans le but de réaliser un algorithme d’optimisation robuste, une technique d’anti-optimisation a été intégrée à l’algorithme d’optimisation à essaim particulaire présenté à la section précédente.

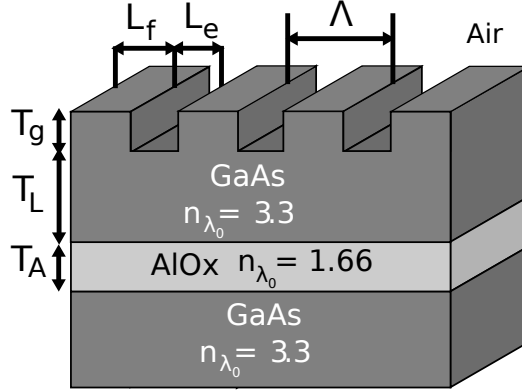


FIGURE 4.4 – Schéma du réseau à base de matériaux arseniures utilisant une couche bas indice d'oxyde d'aluminium tel que présenté à la section 3.4.3.

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.5\%$ et $R_{TE} < 90\%$	
T_g	0.685 μm	0.682 μm	$< T_g < 0.756 \mu\text{m}$
T_L	0.268 μm	0.221 μm	$< T_L < 0.272 \mu\text{m}$
$\Lambda = L_e + L_f$	1.158 μm	1.014 μm	$< \Lambda < 1.163 \mu\text{m}$
$FF = L_f/\Lambda$	51.3 %	50.7 %	$< FF < 59.0 \%$
T_A	0.390 μm	0.364 μm	$< T_A < 0.499 \mu\text{m}$
λ_0	2.340 μm		
$\Delta\lambda$	481 nm		
$\Delta\lambda/\lambda_0$	20.6 %		

TABLE 4.4 – Rappel des résultats obtenus par l'algorithme d'optimisation à évolution différentielle présentés au Chapitre 3.

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.5\%$ et $R_{TE} < 90\%$		
		Minimum	Maximum	Tolérance
T_g	0.657 μm	0.609 μm	0.737 μm	$\Delta T_g = \pm 0.048 \mu\text{m}$
FF	0.538	0.418	0.607	$\Delta FF = \pm 0.069$
T_A	0.352 μm	0.282 μm	0.447 μm	$\Delta T_A = \pm 0.070 \mu\text{m}$
Λ	1.117 μm	0.993 μm	1.148 μm	$\Delta \Lambda = \pm 0.031 \mu\text{m}$
T_L	0.283 μm	0.248 μm	0.308 μm	$\Delta T_L = \pm 0.025 \mu\text{m}$
λ_0	2.298 μm			
$\Delta\lambda$	493 nm			
$\Delta\lambda/\lambda_0$	21.5 %			

TABLE 4.5 – Résultats obtenus par l'algorithme à essaim particulaire.

4.3.3.1 Principe utilisé pour l'anti-optimisation

Le principe de l'anti-optimisation consiste à chercher à améliorer la robustesse de la solution trouvée par un algorithme d'optimisation en la plaçant dans le pire scénario, ce qui correspond dans notre application au cas présentant des conditions d'erreurs les plus dégradantes [143, 144]. L'algorithme se décompose alors en un problème d'optimisation à deux niveaux en introduisant un second facteur de mérite MF' :

$$\begin{cases} \max_{X_d} MF'(X) \\ MF'(X_d) = \min_{X_a} MF(X_d + X_a) \quad \forall X_a \in \Omega \\ \text{avec } g_i(X_d, c_i) \leq 0 \quad \text{pour } i = 1, \dots, C. \end{cases} \quad (4.4)$$

Le concept d'optimisation à double niveau permet ainsi de tester la robustesse des solutions au fur et à mesure de l'optimisation. L'ensemble Ω représente ici l'espace défini par les tolérances issues des méthodes de fabrication employées. C'est donc l'utilisateur qui définit les bornes maximales et minimales de l'ensemble Ω , avec par exemple dans le cas d'une structure définie par trois paramètres d'optimisation $X_d = (L_e, L_f, T_g)$ dont les précisions de fabrication exigées sont respectivement de $\pm\Delta L_e$, $\pm\Delta L_f$ et $\pm\Delta T_g$:

$$\Omega = \left\{ X_a = (\delta L_e, \delta L_f, \delta T_g) \in \mathbb{Z}^3 \mid \begin{pmatrix} -\Delta L_e \leq \delta L_e \leq +\Delta L_e \\ -\Delta L_f \leq \delta L_f \leq +\Delta L_f \\ -\Delta T_g \leq \delta T_g \leq +\Delta T_g \end{pmatrix} \right\} \quad (4.5)$$

L'évaluation du pire cas, correspondant au scénario combinant les erreurs de fabrication les plus dommageables en terme de performances du miroir, est effectuée par la recherche du minimum de $MF(X_d + X_a)$ pour l'ensemble des erreurs X_a possibles appartenant à Ω . Afin de trouver la valeur X_a dégradant le plus les performances d'une structure définie par X_d , le facteur de mérite $MF(X_d + X_a)$ doit être calculé pour plusieurs valeurs de X_a possible. En pratique, malgré une discrétisation nanométrique des paramètres de la structure, il n'est pas envisageable d'énumérer de manière systématique la totalité des erreurs possibles X_a de l'ensemble Ω pour des raisons de temps de calcul.

Pour rendre l'évaluation de l'anti-optimisation possible, un algorithme d'optimisation dont le rôle est de rechercher le pire scénario de fabrication, c'est à dire le minimum de $MF(X_d + X_a)$ dans l'ensemble Ω , peut être utilisé. Cela signifie que lors de l'optimisation d'une structure miroir, chaque point X testé correspondra à une optimisation à part entière pour rechercher le pire cas de fabrication. Cependant, cette solution a été estimée trop longue en temps de calcul et une solution alternative a été retenue.

Dans le but de simplifier la recherche des pires erreurs de fabrication X_a associées à un jeu de paramètres X_d , le critère de sélection du pire cas a été simplifié en choisissant d'énumérer les valeurs extrêmes des plages de variations des tolérances et de s'affranchir de l'influence de l'erreur commise simultanément sur plusieurs

paramètres. Pour un problème optimisant N paramètres et nécessitant d'atteindre des valeurs de tolérance de $\pm\Delta x_a^i$ pour chaque dimension i , il est nécessaire de tester $2N$ valeurs distinctes pour X_a .

Par exemple, pour une structure dont seules l'épaisseur du réseau T_g et la périodicité Λ doivent être optimisées en respectant des tolérances minimales de $\pm\Delta T_g$ et $\pm\Delta\Lambda$, l'évaluation de la robustesse du point $X = (T_g, \Lambda)$ se fait selon 4 étapes via les points $(T_g + \Delta T_g, \Lambda)$, $(T_g - \Delta T_g, \Lambda)$, $(T_g, \Lambda + \Delta\Lambda)$ et $(T_g, \Lambda - \Delta\Lambda)$ pour la recherche du minimum.

Enfin, l'utilisation du processus d'anti-optimisation pour assurer la robustesse de la structure n'est intéressante que si la solution trouvée par l'algorithme d'optimisation présente déjà des performances remarquables. Il serait une perte de temps de dégrader une solution mauvaise en recherchant son pire cas de fabrication car elle ne serait pas retenue au final par l'algorithme d'optimisation. L'algorithme développé combine donc des phases d'optimisation et d'anti-optimisation tout au long de la recherche en testant uniquement la robustesse des solutions les plus performantes [143].

La recherche du minimum de $MF(X_d + X_a)$ pour le calcul du facteur de mérite MF' n'est alors plus systématique et s'effectue uniquement pour la meilleure solution connue par l'algorithme. Cependant, le processus d'anti-optimisation dégrade la valeur du facteur de mérite MF' non pas lors de sa première évaluation mais lors d'itérations futures de l'algorithme à essaim de particules et une solution considérée non optimale peut le devenir si la meilleure solution précédente a été dégradée par le processus d'anti-optimisation. Grâce au procédé de mémorisation mis en place lors de l'implémentation de l'algorithme d'optimisation à essaim de particules, le facteur de mérite MF associé à chaque point X calculé est stocké en mémoire et il est ainsi possible de réintroduire dans l'essaim une solution qui n'avait pas été retenue au premier abord.

L'évaluation de la robustesse n'étant effectuée que sur les solutions optimales trouvées par l'algorithme d'optimisation, il est important de permettre à l'essaim de particules de distinguer les solutions robustes des solutions non testées en tolérance. En effet, selon la définition du facteur de mérite MF' de l'équation (4.4), l'évaluation de la tolérance d'une solution via la recherche du minimum de $MF(X_d + X_a)$ ne peut résulter qu'en une valeur de facteur de mérite $MF'(X)$ inférieure à $MF(X_d)$, et ne sera jamais conservée comme solution par l'algorithme d'optimisation. Pour permettre à l'algorithme à essaim de particules de converger vers une solution tolérante, le facteur de mérite MF' a été raffiné afin d'être capable de tenir compte de l'évaluation de la robustesse :

$$MF'(X_d) = \frac{1}{2} \left(\min_{X_a} MF(X_d + X_a) + MF(X_d) \right) (1 + \eta) \quad \forall X_a \in \Omega \quad (4.6)$$

La variable η représente le pourcentage d'évaluation de la tolérance par le processus

d'anti-optimisation⁴. Lors d'une première évaluation du facteur de mérite MF' , le processus d'anti-optimisation ne s'est pas encore déclenché et la valeur minimale connue pour $MF'(X_d)$ est égale à $MF(X_d)$ ($\eta = 0$). À la fin de l'exécution de l'anti-optimisation, η atteint la valeur 1 et deux cas apparaissent alors :

1. La solution est tolérante : la solution possède un minimum non nul pour l'ensemble des valeurs de X_a testées. Le facteur de mérite MF' calculé à partir de l'équation (4.6) atteint alors une valeur $MF'(X_d) > MF(X_d)$ et sera ainsi favorisée par l'algorithme d'optimisation.
2. La solution n'est pas tolérante : le minimum de facteur de mérite $MF(X_d + X_a)$ atteint une valeur voisine de 0, correspondant à un facteur de mérite d'une solution qui ne respecte pas les exigences requises. D'après l'équation (4.6), le facteur de mérite $MF'(X)$ conserve une valeur égale à $MF(X)$.

Le choix de ne pas dégrader le facteur de mérite d'une solution non tolérante et d'augmenter uniquement le facteur de mérite des solutions robustes permet de guider l'essaim de particule dans un premier temps vers des solutions performantes mais non robustes, puis de chercher à améliorer la tolérance des maximums trouvés.

4.3.3.2 Premier résultat

Pendant le développement de l'algorithme d'optimisation robuste, l'empilement GaAs/AlO_x décrit sur la Figure 4.4 a été utilisé afin de tester son potentiel pour être à la base de structures miroirs à réseau présentant les performances nécessaires à une application VCSEL tout en assurant des tolérances suffisamment grandes pour respecter les critères imposés par les méthodes de fabrication utilisées au LAAS.

Les contraintes technologiques utilisées pour limiter les dimensions de la structure sont identiques à celle utilisées précédemment (Tableau 4.3). En revanche, il est maintenant nécessaire de fournir à l'algorithme d'optimisation les plages de tolérances minimales à respecter sur chacun des paramètres du miroir en fonction de la précision de fabrication.

L'un des paramètres les plus critiques à contrôler est l'épaisseur d'oxyde d'aluminium T_A en raison de la diminution de volume comprise entre 8 et 13 % de la couche lors du procédé d'oxydation de l'AlAs[66]. La tolérance de l'épaisseur de la couche d'oxyde d'aluminium a été fixée à une valeur de $\Delta T_A = \pm 50$ nm pour l'exécution de l'algorithme. Cependant, les études de tolérances réalisées sur l'épaisseur de la couche de bas indice des miroirs à réseau a montré que cette dimension de la structure n'est pas un paramètre critique et qu'une valeur de tolérance de ± 50 nm ne devrait pas être une contrainte sévère pour l'algorithme d'optimisation [125, 133]. En revanche, les paramètres du réseau FF et T_g liés à l'étape de gravure sont plus critiques et nécessitent des valeurs de tolérances minimales plus larges avec $\Delta T_g = \pm 20$ nm et $\Delta FF = \pm 0.02$. Enfin, les autres dimensions de la

4. Le processus d'anti-optimisation évalue la tolérance en testant $2N$ valeurs de X_a pour explorer chacune des N dimensions de l'espace autour du point central X_d . Le pourcentage d'évaluation η est calculé en faisant le rapport entre le nombre de valeurs de X_a testé sur le nombre total de $2N$ à explorer.

TABLE 4.6 – Optimum et tolérances obtenues par l'algorithme d'optimisation robuste.

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.5\%$ à λ_0	
T_g	713 nm	$682 \text{ nm} < T_g < 773 \text{ nm}$	$\Delta T_g = \pm 31 \text{ nm}$
FF	0.484	$0.403 < FF < 0.548$	$\Delta FF = \pm 0.064$
T_A	355 nm	$255 \text{ nm} < T_A$	$\Delta T_A > \pm 100 \text{ nm}$
Λ	1145 nm	$1038 \text{ nm} < \Lambda < 1206 \text{ nm}$	$\Delta \Lambda = \pm 61 \text{ nm}$
T_L	249 nm	$215 \text{ nm} < T_L < 301 \text{ nm}$	$\Delta T_L = \pm 34 \text{ nm}$
λ_0	2309 nm		
$\Delta \lambda$	369 nm		
$\Delta \lambda / \lambda_0$	16.0 %		

structure sont définies soit par épitaxie (T_L) ou par lithographie électronique (Λ) et sont maîtrisées avec une plus grande précision et les valeurs de tolérances ont été choisies à $\Delta T_L = \pm 1 \text{ nm}$ et $\Delta \Lambda = \pm 3 \text{ nm}$.

L'exécution de l'algorithme d'optimisation robuste permet alors d'obtenir une structure miroir respectant les exigences VCSEL pour une largeur de bande de 369 nm et dont les dimensions, décrites dans le Tableau 4.6, respectent l'ensemble des contraintes technologiques fixées. L'étude des tolérances des paramètres de la structure montre également que les exigences en terme de précision de fabrication sont respectées avec par exemple $\Delta T_g = \pm 31 \text{ nm}$ et $\Delta FF = \pm 0.064$.

Bien que cette structure réponde à toutes les demandes fournies à l'algorithme d'optimisation, les performances en terme de largeur de bande et de tolérances sont inférieures à celles obtenues par l'algorithme d'optimisation par essaim particulaire sans l'utilisation du procédé d'optimisation robuste. Par exemple, la tolérance de l'épaisseur du réseau T_g est de seulement $\pm 31 \text{ nm}$ et la largeur de bande de 369 nm alors que la solution obtenue précédemment dans la section 4.3.2.3 atteignait une tolérance de $\Delta T_g = \pm 48 \text{ nm}$ et une largeur de bande de 493 nm. En conséquence, une étude statistique de 30 000 points a été réalisée en variant simultanément les dimensions de la structure dans les plages de tolérances consignées. Cette étude met en évidence que le taux d'échec ($R_{TM} < 99.5 \%$ et $R_{TE} > 90 \%$ à λ_0) de 1.9 % pour les structures obtenues par l'algorithme à essaim de particules décroît à 0.01 % pour l'algorithme d'optimisation robuste.

Cette première version de l'algorithme d'optimisation robuste permet donc de concevoir des structures miroirs performantes pour une application VCSEL tout en tenant compte des tolérances de fabrication atteignables par les méthodes de fabrication.

4.3.3.3 Amélioration de l'anti-optimisation

Bien que le résultat obtenu par l'algorithme d'optimisation robuste réponde correctement aux attentes demandées, la solution obtenue semble ne pas être assez

performante si on compare les tolérances des tableaux 4.6 et 4.5. Ceci s'explique par le fait que l'alternance entre les phases d'optimisation et d'anti-optimisation perturbe le fonctionnement de l'algorithme à essaim de particules. Même si l'essaim converge correctement vers des jeux de paramètres correspondant à des facteurs de mérite élevés, lorsque l'algorithme a trouvé un maximum étroit mais performant, de nombreux points du voisinage de ce maximum sont explorés par l'essaim de particule. Chacun de ces points est alors stocké en mémoire par le procédé de mémorisation et doit être testé par le procédé d'anti-optimisation avant d'être considéré comme peu robuste. L'algorithme a tendance à rester bloqué sur des maximums peu tolérants et peine à explorer un maximum robuste.

Afin d'améliorer les performances du procédé d'anti-optimisation, la recherche du minimum de $MF(X_d + X_a)$ a été améliorée et débute dès la première évaluation du facteur de mérite d'un point. Toutefois, toujours dans le but de ne pas calculer de facteurs de mérite inutilement, cette première évaluation du minimum de MF est réalisée en explorant les points déjà calculés et stockés en mémoire situés dans le voisinage Ω du point X_d . De cette manière, l'ensemble des points explorés par l'algorithme lors des itérations précédentes est utilisé à chaque nouveau point calculé pour l'évaluation de la tolérance et les solutions performantes mais non robustes sont éliminées directement si un point médiocre est connu à proximité du nouveau point trouvé.

De plus, l'utilisation d'un plus grand nombre de points X_a pour tester la tolérance d'une structure permet d'améliorer l'efficacité de la recherche du pire cas de fabrication en tenant compte également des variations simultanées de plusieurs dimensions de la structure. Cependant, il est nécessaire de redéfinir le pourcentage d'évaluation de la robustesse η utilisé dans l'équation 4.6.

$$\eta = \frac{\sum_{i=0}^N \max(x_a^i) - \min(x_a^i)}{2 \sum_{i=0}^N \Delta x_a^i} \quad (4.7)$$

Les valeurs de x_a^i correspondent aux erreurs de fabrication explorées associées au point X_d et sont comprises entre les valeurs consignes de $-\Delta x_a^i$ et $+\Delta x_a^i$ (Équation 4.5). De cette manière, le facteur η correspond au rapport entre la distance maximale explorée autour du point X_d et la distance totale à explorer Δx_a^i fourni par l'utilisateur pour chacune des dimensions i de la structure.

4.3.3.4 Résultat

L'amélioration de l'algorithme d'anti-optimisation en tenant compte de l'ensemble des points explorés par l'essaim pour la recherche du pire cas de fabrication des nouveaux points calculés a été testée pour concevoir le miroir à réseau GaAs/AlOx de la Figure 4.4 dans des conditions similaires à celles présentées dans la section précédente et sont rappelées dans le Tableau 4.7.

TABLE 4.7 – Plages de variations utilisées pour l’optimisation des différents paramètres des miroirs à arseniure de gallium avec les vitesses maximales des particules prises en compte par l’algorithme à essaim particulaire et les tolérances visées pour l’algorithme d’anti-optimisation.

Paramètre	Plage de variation autorisée	Vitesse maximale	Tolérance
T_g	$0.500 \text{ } \mu\text{m} < T_g < 1.1 \text{ } \mu\text{m}$	$0.040 \text{ } \mu\text{m}$	$\pm 0.020 \text{ } \mu\text{m}$
FF	$0.35 < FF < 0.55$	0.04	± 0.02
T_A	$0.300 \text{ } \mu\text{m} < T_A < 0.400 \text{ } \mu\text{m}$	$0.010 \text{ } \mu\text{m}$	$\pm 0.050 \text{ } \mu\text{m}$
Λ	$0.900 \text{ } \mu\text{m} < \Lambda < 1.300 \text{ } \mu\text{m}$	$0.040 \text{ } \mu\text{m}$	$\pm 0.003 \text{ } \mu\text{m}$
T_L	$0.050 \text{ } \mu\text{m} < T_L < 1.000 \text{ } \mu\text{m}$	$0.100 \text{ } \mu\text{m}$	$\pm 0.001 \text{ } \mu\text{m}$

L’exécution de l’algorithme d’optimisation robuste permet alors d’obtenir un miroir répondant aux attentes d’une application VCSEL avec une très large gamme spectrale de 425 nm pour une réflectivité TM supérieure à 99.5 % tout en fournissant un effet polarisant avec une réflectivité TE inférieure à 70 % pour l’ensemble de la bande spectrale de fonctionnement (Figure 4.5).

L’ensemble des paramètres de la structure respectent les contraintes technologiques fixées (Tableau 4.8) et l’étude des tolérances aux erreurs de fabrication des différentes dimensions montrent des valeurs supérieures aux précisions requises par les méthodes de fabrication employées pour la réalisation du réseau.

Avec une largeur de bande de 425 nm, soit une augmentation de 56 nm par rapport au miroir trouvé par la version précédente de l’algorithme, et de très larges gammes de tolérances allant jusqu’à ± 70 nm pour l’épaisseur du réseau, cette structure confirme l’amélioration de la convergence de l’algorithme. Par ailleurs, une étude statistique de 30 000 points effectuée en faisant varier simultanément l’ensemble des dimensions optimales de la structure dans les plages de tolérances indiquées dans le Tableau 4.8 n’a pas permis de trouver de miroirs ne respectant pas les exigences VCSEL à $\lambda_0 = 2.3 \mu\text{m}$.

L’algorithme d’optimisation robuste montre ainsi sa capacité à concevoir des miroirs à réseaux proche longueur d’onde adaptés pour une application VCSEL tout en fournissant une structure réaliste d’un point de vue de fabrication en respectant avec succès la précision atteignable par les technologies disponibles. L’utilisation d’un procédé de mémoïsation et le choix d’une technique d’anti-optimisation simplifiée pour l’écriture de l’algorithme d’optimisation robuste permettent ainsi de concevoir facilement des miroirs. Par exemple, l’algorithme d’optimisation nécessite entre 1 et 2 heures pour converger vers une solution, en utilisant le logiciel de simulation RCWA **camfr** [118] avec 60 ordres pour les séries de Fourier et un échantillonnage de 10 nm pour le calcul des spectres⁵.

5. Avec un processeur Intel Core i5 CPU 650 (3.2GHz, 1 cœur) et 4 Go de mémoire vive

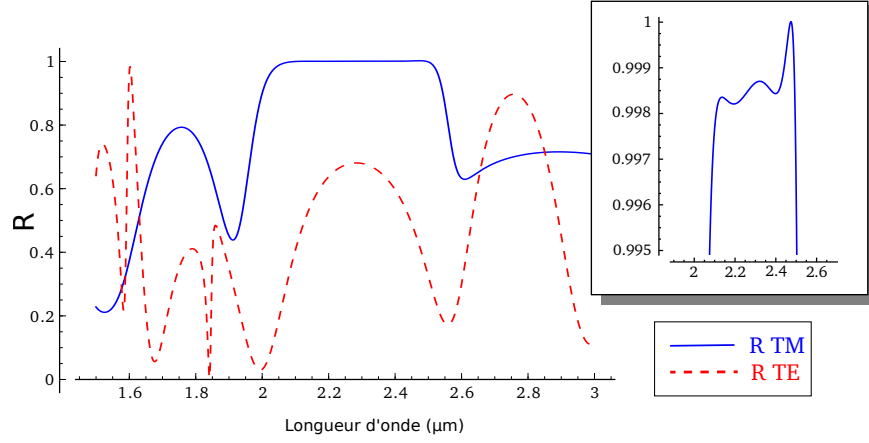


FIGURE 4.5 – Spectres de réflexion pour le miroir optimisé par l'algorithme d'optimisation robuste dont les paramètres sont décrits dans le Tableau 4.8. L'encadré montre une largeur de bande de haute réflectivité ($R > 99.5\%$) de 425 nm centrée à 2290 nm pour le mode TM (en bleu) et une bonne sélectivité en polarisation en conservant un coefficient de réflexion TE inférieur à 70 % (en pointillés rouges).

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.5\%$ à λ_0	
T_g	668 nm	$598 \text{ nm} < T_g < 738 \text{ nm}$	$\Delta T_g = \pm 70 \text{ nm} (\pm 10 \%)$
FF	0.5351	$0.4361 < FF < 0.5981$	$\Delta FF = \pm 0.063$
T_A	360 nm	$228 \text{ nm} < T_A$	$\Delta T_A = \pm 132 \text{ nm} (\pm 37 \%)$
Λ	1098 nm	$993 \text{ nm} < \Lambda < 1162 \text{ nm}$	$\Delta \Lambda = \pm 64 \text{ nm} (\pm 6 \%)$
T_L	282 nm	$240 \text{ nm} < T_L < 331 \text{ nm}$	$\Delta T_L = \pm 42 \text{ nm} (\pm 15 \%)$
λ_0	2290 nm		
$\Delta \lambda$	425 nm		
$\Delta \lambda / \lambda_0$	18.6 %		

TABLE 4.8 – Optimum et tolérances de la structure obtenue par l'algorithme d'optimisation robuste.

4.4 Conclusion

L'étude précise des tolérances aux erreurs de fabrication des différentes dimensions des miroirs à réseau a soulevé plusieurs points importants.

Premièrement, il a été confirmé, en faisant varier chacune des dimensions de la structure autour du point optimal, que la solution fournie par l'algorithme d'optimisation correspondait bien à des jeux de paramètres maximisant le facteur de mérite des miroirs, défini au Chapitre 3. Cependant, la solution retenue n'est pas réaliste en raison de variations abruptes des performances des miroirs pour des erreurs de fabrication de moins d'un nanomètre.

En second lieu, les miroirs à réseau présentent un fort potentiel de robustesse et des larges gammes de variation des paramètres de la structure sont possibles. Pour améliorer la robustesse des structures trouvées par l'algorithme d'optimisation, les dimensions optimales ont été d'abord recentrées manuellement à l'intérieur des plages de variation calculées. Cependant, il est apparu indispensable d'étudier la tolérance de combinaisons de paramètres pour effectuer ce recentrage afin de s'assurer que le miroir final sera robuste aux erreurs commises simultanément sur plusieurs paramètres, ce qui est inévitable lors de la fabrication.

Bien que cette étude plus précise des tolérances ait permis d'améliorer considérablement la robustesse des structures miroirs en fournissant des tolérances acceptables pour les précisions de fabrication des équipements utilisés au LAAS, le centrage des paramètres optimum trouvés au sein de leurs plages de variation pour obtenir un miroir alliant au mieux performances et robustesse devient très délicat et l'avantage de la simplicité de conception apporté par l'algorithme d'optimisation est perdu.

Au final, une méthode de conception basée sur un algorithme d'optimisation à essai de particules combiné à une technique d'anti-optimisation a donc été développée pour permettre de concevoir automatiquement non seulement des miroirs performants répondant aux exigences VCSELs mais également avec une robustesse la plus grande possible.

Cet algorithme d'optimisation robuste a ainsi permis de concevoir une structure miroir à réseau GaAs/AlOx respectant les exigences VCSEL avec une réflectivité de plus de 99.5 % pour une gamme de longueur d'onde de 425 nm tout en fournissant des tolérances particulièrement larges de plus de 10 % sur la profondeur de gravure par exemple.

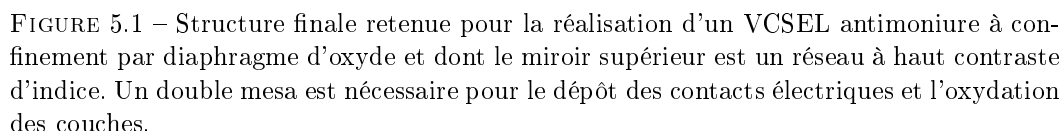
Intégration du miroir à réseau dans la structure VCSEL

Dans les deux chapitres précédents, un logiciel de conception de structures à réseau à haut contraste d'indice combinant une technique d'analyse numérique RCWA et des algorithmes d'optimisation a été mis au point. Plusieurs miroirs à réseau ont ainsi pu être développés dans le but d'améliorer les performances des VCSELs émettant dans le moyen infrarouge en fournissant une solution alternative aux miroirs de Bragg. En raison de leurs dimensions sub-longueur d'onde, la tolérance aux erreurs de fabrication des miroirs à réseau a été étudiée en détail ce qui a permis d'aboutir à un algorithme d'optimisation robuste capable de concevoir des structures performantes répondant aux attentes d'une application VCSEL tout en respectant les contraintes technologiques ainsi que les précisions des méthodes de fabrication employées.

Ce chapitre final est consacré à la présentation de la structure VCSEL conçue pour une émission dans le moyen infrarouge à 2.3 μm . Dans une première partie, l'étude de la phase de l'onde réfléchie par un miroir à réseau à haut contraste d'indice ainsi que l'impact du nombre de périodes sur les performances du miroir sont étudiés dans le but d'intégrer la structure réseau comme miroir supérieur du VCSEL. Puis dans un second temps, les performances de la cavité complète sont modélisées et un premier résultat expérimental est présenté.

5.1 Structure finale du VCSEL

La structure finale du composant VCSEL élaborée en concertation avec les laboratoires LAAS et IES est présentée sur la Figure 5.1. Elle hérite du savoir-faire de l'IES concernant les VCSELs moyen infrarouge à base d'antimoniure. Elle est constituée d'un miroir de Bragg inférieur AlAsSb/GaSb et d'une zone active à multi-puits quantiques InGaAsSb/AlGaAsSb émettant dans le moyen infrarouge combinée à une méthode de confinement par diaphragme d'oxyde et d'un miroir à réseau. Le miroir à réseau utilisé est une combinaison à haut contraste d'indice GaAs/AlOx qui a permis de concevoir les structures avec les plus larges tolérances et gammes spectrales de fonctionnement (Chapitre 4). Les couches d'oxyde d'aluminium sont obtenues par une oxydation humide des couches AlAs réalisée au LAAS à partir d'une hétéro-structure GaAs/AlAs/GaAs insérée juste après la zone active lors de l'épitaxie de la structure VCSEL antimoniure (Section 1.4.3.3).



1. Définition du pas du réseau par une lithographie électronique d'un masque SiO_2 .
2. Gravure plasma (Inductively Coupled Plasma – ICP) du miroir à réseau.
3. Définition du mesa 1 supérieur par photolithographie et gravure ICP.
4. Dépôt des contacts électriques par lift off.
5. Définition du mesa 2 inférieur par photolithographie et gravure ICP.
6. Oxydation simultanée des couches AlAs pour former le diaphragme d'oxyde et le haut contraste d'indice du réseau.
7. Passivation par une couche de SiO_2 et gravure RIE pour dégager les contacts électriques.
8. Report de contact.

Le composant VCSEL développé ici implémente ainsi pour la première fois les technologies de confinement par diaphragme d'oxyde et du miroir à réseau à haut contraste d'indice pour améliorer les performances des lasers antimoniures émettant dans le moyen infrarouge.

5.1.1 Miroir à réseau

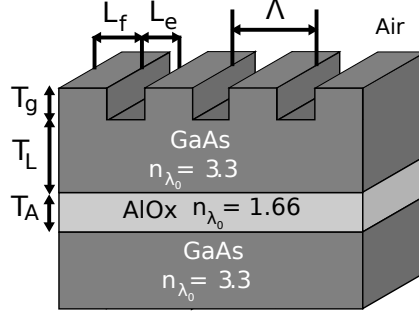


FIGURE 5.2 – Schéma du réseau à base de matériaux arseniures utilisant une couche bas indice d'oxyde d'aluminium présenté à la section 3.4.3.

Le miroir à réseau utilisé pour la structure VCSEL est celui de la Figure 5.2. Il profite de la technique d'oxydation humide [36] pour obtenir un matériau bas indice ($n = 1.66$) à partir de la couche d'AlAs fabriquée par épitaxie par jet moléculaire. Le réseau est composé d'arseniure de gallium en tant que matériau haut indice ($n = 3.3$) et n'est pas gravé complètement en raison des contraintes mécaniques liées à la diminution d'épaisseur de la couche d'AlAs lors de l'étape d'oxydation. Les dimensions de la structure finale ont été obtenues par l'algorithme d'optimisation robuste au Chapitre 4 et sont décrites dans le Tableau 5.1. Ce miroir permet d'allier de très bonnes performances avec une largeur de bande de 369 nm pour un coefficient de réflexion supérieur à 99.5 % ainsi qu'un effet polarisant en conservant le mode TE à une réflectivité inférieure à 80 % pour l'ensemble de la plage de haute réflectivité (Figure 5.3).

TABLE 5.1 – Optimum et tolérances obtenues par l'algorithme d'optimisation robuste.

	Optimum	Tolérances pour $R_{TM} > 99.5\%$ à λ_0	
T_g	713 nm	$682 \text{ nm} < T_g < 773 \text{ nm}$	$\Delta T_g = \pm 31 \text{ nm}$
FF	0.484	$0.403 < FF < 0.548$	$\Delta FF = \pm 0.064$
T_A	355 nm	$255 \text{ nm} < T_A$	$\Delta T_A > \pm 100 \text{ nm}$
Λ	1145 nm	$1038 \text{ nm} < \Lambda < 1206 \text{ nm}$	$\Delta \Lambda = \pm 61 \text{ nm}$
T_L	249 nm	$215 \text{ nm} < T_L < 301 \text{ nm}$	$\Delta T_L = \pm 34 \text{ nm}$
λ_0	2309 nm		
$\Delta \lambda$	369 nm		
$\Delta \lambda / \lambda_0$	16.0 %		

Cette structure est légèrement moins performante que le dernier miroir présenté à la Section 4.3.3.4 qui alliait au mieux performances et robustesse car ce dernier résultat a été obtenu postérieurement à la fabrication de la structure VCSEL présentée dans ce chapitre. Cependant, le miroir choisi ici présente déjà de très bonnes perfor-

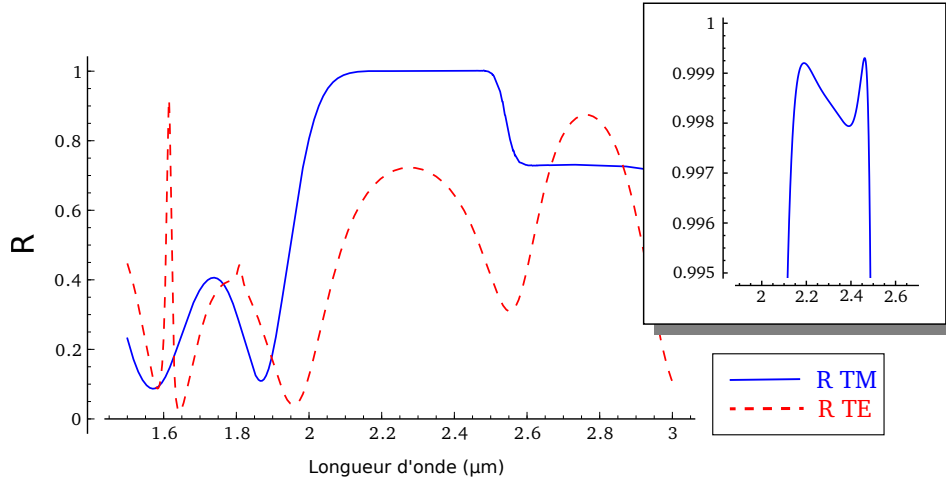


FIGURE 5.3 – Spectres de réflexion calculés pour le miroir optimisé par l'algorithme d'optimisation robuste dont les paramètres sont décrits dans le Tableau 5.1. L'encadré montre une largeur de bande de haute réflectivité ($R > 99.5\%$) de 369 nm centrée à 2309 nm pour le mode TM (en bleu) et une bonne sélectivité en polarisation en conservant un coefficient de réflexion TE inférieur à 80 % (en pointillés rouges).

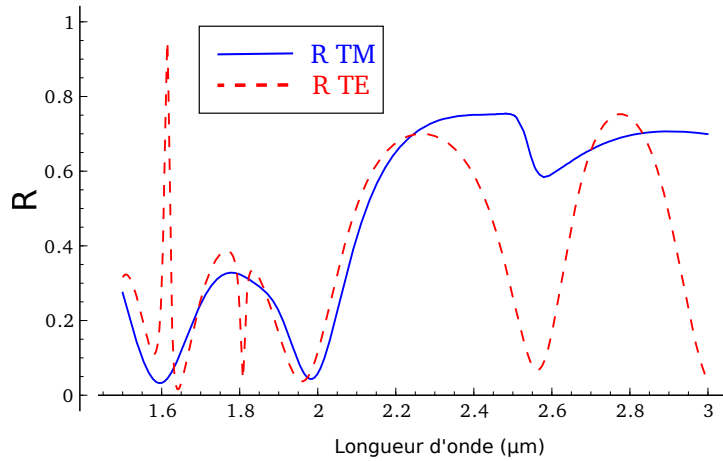


FIGURE 5.4 – Spectres de réflexion calculés pour le miroir dont les paramètres sont décrits dans le Tableau 5.1 avec un faisceau incident venant du côté air, au dessus du réseau. La réflectivité maximale pour le mode TM est ainsi fortement réduite avec une valeur maximale inférieure à 80 %.

mances et des tolérances en accord avec la précision des techniques de gravure de réseau. Afin de tester la validité des dimensions de ce miroir ainsi que la possibilité de le fabriquer, ces structures ont été réalisées dans un premier temps directement sur un substrat GaAs. Les gravures réalisées dans ce but au LAAS sur des substrats GaAs avec sous couche d'AlOx montrent un bon contrôle de la fabrication avec un écart entre les paramètres visés et mesurés expérimentalement inférieur à 5 nm sur les dimensions L_f , L_e , Λ et T_g et de 34 nm et 9 nm pour les épaisseurs T_L et T_A respectivement [38].

Des mesures expérimentales de la réflectivité de ces miroirs gravés sur substrat GaAs ont ensuite été effectuées au LAAS [145, 146]. Cependant, plusieurs obstacles se sont dressés pour pouvoir comparer directement les réflectivités expérimentales et simulées. En effet, les structures sont conçues pour fournir un coefficient de réflexion proche de 1 pour une incidence normale venant du substrat. Hors, en raison des faibles dimensions latérales des réseaux fabriqués, de l'ordre de $300\text{ }\mu\text{m} \times 300\text{ }\mu\text{m}$, le montage expérimental utilisé nous a imposé d'utiliser un faisceau focalisé pour la mesure, ce qui correspond alors à une incidence quasi-normale avec un angle d'incidence estimé à 2° [38] et impacte les résultats obtenus. De plus, les miroirs à réseau présentent une asymétrie du coefficient de réflexion en fonction du sens de propagation du faisceau [145]. Le miroir GaAs/AlOx présenté ici possède ainsi un coefficient de réflectivité inférieur à 80 % pour une onde incidente venant de l'air (Figure 5.4). Il n'a cependant pas été possible de mesurer la réflectivité à travers le substrat, aussi le faisceau incident, lors des mesures expérimentales, venait obligatoirement de l'air.

D'autre part, une couche d'oxyde d'environ 70 nm s'est formée à la surface de GaAs du réseau lors de l'étape d'oxydation humide. Ce défaut apparaît en raison de l'utilisation d'une trop haute température d'oxydation ($460\text{ }^\circ\text{C}$) indispensable pour couvrir l'ensemble de la surface du réseau de $300\text{ }\mu\text{m} \times 300\text{ }\mu\text{m}$. Cependant, dans le cas d'un réseau utilisé dans une structure VCSEL, l'aire à oxyder est plus restreinte et une température inférieure à $400\text{ }^\circ\text{C}$ peut être utilisée pour oxyder complètement la couche bas indice sans endommager le GaAs du réseau [38].

Malgré ces contraintes qui empêchent de réaliser une mesure directe des performances des miroirs à réseaux, les mesures expérimentales réalisées au LAAS et présentées sur la Figure 5.5 montrent un bon accord avec les simulations, malgré un décalage en longueur d'onde, et valide le choix de cette structure pour une intégration dans la cavité laser.

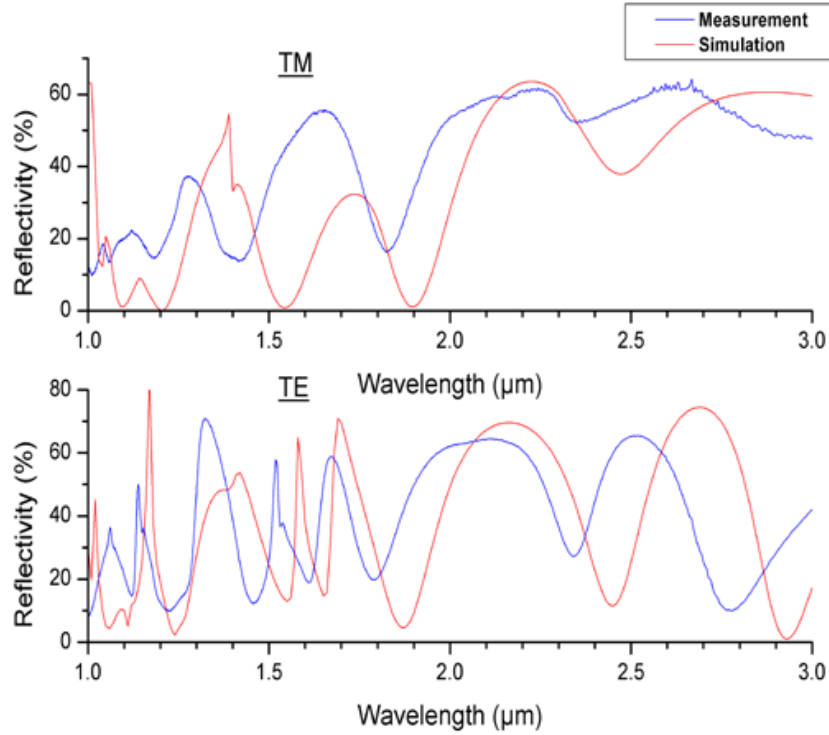


FIGURE 5.5 – Comparaison de la réflectivité mesurée (bleue) et expérimentale (rouge) pour un faisceau incident venant de l'air avec un angle d'incidence de 2° [146]

5.1.2 Profil d'intensité du miroir à réseau

La conception des miroirs présentés précédemment a été réalisée en prenant en compte uniquement les critères de réflectivité exigés par les VCSELs avec un coefficient de réflexion minimum de 99.5 % pour de larges gammes spectrales. Cependant, pour la réalisation d'une cavité laser, il est également nécessaire d'avoir accès à la phase de l'onde réfléchie par le miroir pour pouvoir respecter la condition d'accord de phase avec un multiple entier de 2π pour un aller-retour (Section 1.2). En raison du phénomène de couplage résonant se produisant à l'intérieur du réseau, le miroir peut apporter un déphasage à l'onde réfléchie [65]. Afin de déterminer précisément le décalage de phase introduit par la réflexion sur le miroir à réseau, le profil d'intensité d'une onde réfléchie par le réseau a été calculé par deux méthodes de simulation différentes : une méthode modale avec le logiciel camfr (RCWA) [118] et une méthode aux différences finies dans le domaine temporel (FDTD) grâce au logiciel commercial Lumerical FDTD Solutions [147] toutes deux présentées à la Section 2.3.

Bien que les simulations FDTD se déroulent dans le domaine temporel en faisant se propager une impulsion électromagnétique à travers l'espace, il est possible de retrouver le comportement en fréquence du réseau. En effet, en plaçant dans l'espace de simulation des *sondes* qui enregistrent la valeur des champs à chaque instant t et en faisant suffisamment d'itérations temporelles pour que toute l'énergie de l'impulsion soit sortie de la zone de simulation, il est possible d'accéder au domaine

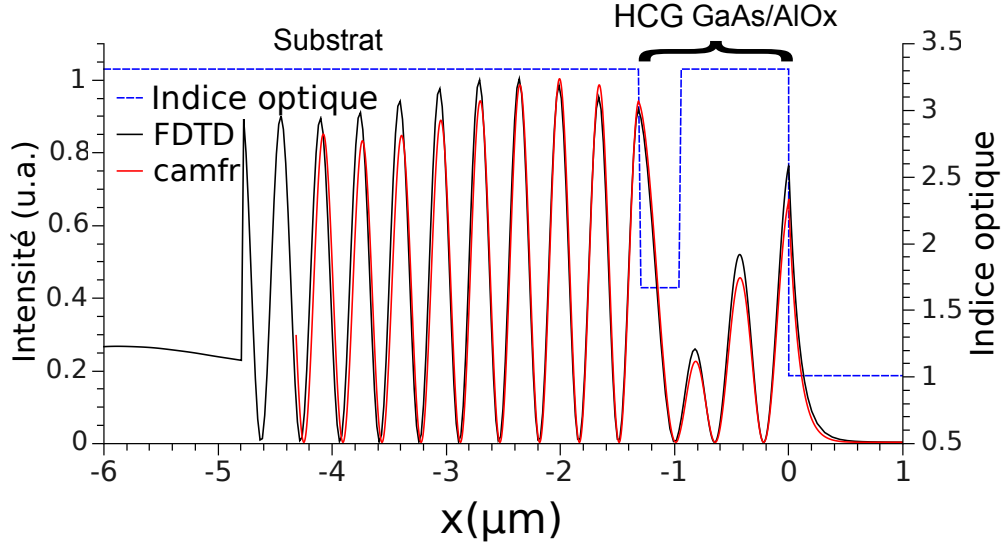


FIGURE 5.6 – Profil d'intensité d'une onde incidente venant du substrat réfléchi par le miroir à réseau GaAs/AlOx présenté à la Figure 5.2 réalisé selon une coupe transverse au centre d'un barreau du réseau. Deux méthodes de simulations différentes sont utilisées pour confirmer la position du premier maximum d'intensité : la FDTD et la RCWA (logiciel *camfr*).

fréquentiel via une transformée de Fourier de l'ensemble des valeurs du champ enregistré par la sonde. De cette manière, en plaçant une série de sondes le long d'un axe à travers la structure, il est possible de réaliser un profil d'intensité à une fréquence donnée.

La simulation FDTD est réalisée en utilisant des conditions aux limites périodiques afin de modéliser une structure réseau ayant un nombre de périodes infini comme c'est le cas pour la RCWA. L'impulsion électromagnétique utilisée est une onde plane se propageant vers le réseau à partir du substrat à incidence normale et dont le spectre est centré à une fréquence équivalente à la longueur d'onde de $\lambda_0 = 2.3 \mu\text{m}$.

Le logiciel *camfr* permet également d'obtenir le profil d'intensité pour une fréquence donnée. Cependant la RCWA effectue des calculs directement dans le domaine fréquentiel en recherchant les modes propres de chaque couche de la structure et en utilisant des matrices de transfert aux interfaces entre les couches pour obtenir la réponse de l'ensemble du miroir.

La Figure 5.6 représente les profils d'indice de réfraction et d'intensité pour le mode TM, simulés par FDTD et RCWA. Le profil est réalisé selon une coupe normale au plan du miroir et est effectuée au centre d'un barreau de GaAs du réseau dont l'interface de sortie est positionnée en $x = 0$.

Les résultats des deux méthodes de simulation sont en très bon accord et montrent que le premier maximum d'intensité est positionné à l'interface d'entrée du

miroir entre la couche bas indice AlOx et le substrat GaAs. Le miroir n'introduit donc pas de déphasage dans ces conditions. Bien que la structure ici soit plus complexe qu'un simple réseau à haut contraste d'indice suspendu dans un environnement bas indice en combinant une sous couche de GaAs d'épaisseur T_L et une couche bas indice, l'absence de déphasage lors de la réflexion pour le mode TM se retrouve dans la littérature [65].

On observe cependant pour les deux méthodes de simulation une oscillation de faible amplitude de longueur d'onde $22.4 \mu\text{m}$ dont l'origine n'a pas pu être identifiée précisément mais qui est probablement due à des erreurs de calculs issues des troncatures effectuées lors du calcul des transformées de Fourier.

En conclusion, pour former une cavité résonante à λ_0 et respecter la condition de déphasage multiple de 2π pour un aller-retour, la distance entre la première couche quart d'onde du miroir de Bragg inférieur et la couche bas indice du miroir à réseau doit être un multiple de $L = p\lambda_0/(2n)$ avec n l'indice optique à l'intérieur de la cavité et p un entier.

5.1.3 Miroir à réseau aux dimensions finies

L'ensemble des simulations de miroirs à réseau présenté jusqu'ici dans ce travail de thèse a été réalisé pour des structures ayant un nombre de périodes infini. La modélisation d'une structure périodique infinie est d'ailleurs imposée pour la RCWA qui calcule les modes propres du réseau à partir du développement en séries de Fourier de la permittivité de milieux périodiques. Le principe physique des miroirs à réseau reposant sur la résonance et le couplage de modes d'une structure périodique, il est nécessaire de connaître le nombre de périodes minimal pour atteindre l'effet miroir de 99.5 %.

La littérature contient des études expérimentales pour des VCSELs utilisant des miroirs à réseau et dont les performances ont été étudiées en fonction du nombre de périodes utilisé. Il a ainsi été démontré que des réseaux réfléchissant la polarisation TE et composés de seulement 4 périodes sont capables de former des VCSELs fonctionnels à $\lambda = 850 \text{ nm}$ [98]. Dans ces travaux, les VCSELs utilisent un confinement par un diaphragme d'oxyde de diamètre $3 \pm 1 \mu\text{m}$ pour produire un faisceau laser avec une largeur minimale de réseau de $2.9 \mu\text{m}$ et atteignent des performances optimales à partir de 7 périodes, soit une taille de réseau de $4.8 \mu\text{m}$. Ainsi, le nombre de périodes assurant un bon fonctionnement du miroir doit être suffisamment grand pour que la taille du réseau recouvre complètement le faisceau à réfléchir. Cependant, il existe également des cavités laser dont les miroirs à réseau utilisent une périodicité variable pour assurer un confinement de l'onde réfléchie dans le plan du réseau afin de garantir un effet miroir suffisant [101].

Pour s'assurer du bon fonctionnement du réseau GaAs/AlOx utilisé dans ce travail de thèse, la réflectivité a été calculée pour des structures composées de 7 à 49 périodes. Bien qu'il soit aujourd'hui possible de simuler des structures périodiques finies par une modification de la RCWA[113], la FDTD a été utilisée pour étudier l'impact du nombre de périodes sur les performances du miroir à réseau. Afin de

Nombre de périodes	7	13	15	17	49
Largeur du miroir	8.015 μm	14,885 μm	17,175 μm	19,465 μm	56.105 μm
R_{max}	0.91	0.985	0.9945	0.9975	0.9999
$\Delta\lambda$	0 nm	0 nm	0 nm	319 nm	384 nm

TABLE 5.2 – Influence du nombre de périodes du réseau sur la réflectivité du miroir pour un faisceau gaussien incident ayant une largeur à $1/e$ de 14 μm .

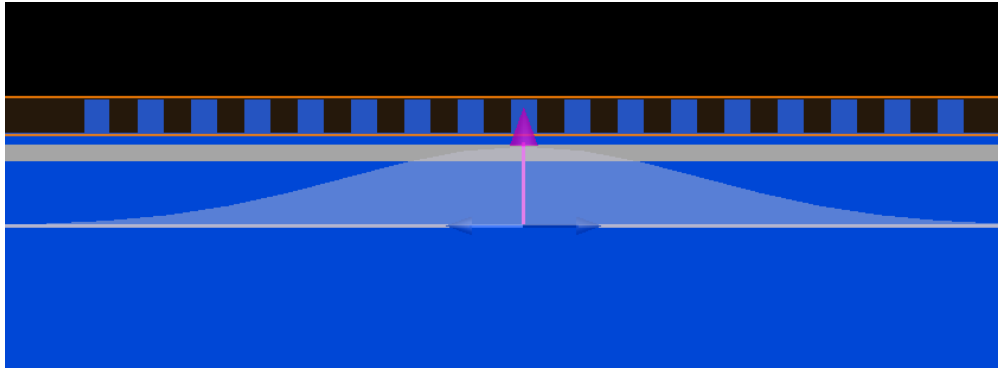


FIGURE 5.7 – Schéma du réseau simulé par FDTD possédant le nombre de périodes minimal pour atteindre une réflectivité de 99.5 % pour une largeur de faisceau gaussien à $1/e$ de 7 μm dont le profil du champ est représenté en bleu ciel.

conserver un temps raisonnable d'environ 20 minutes pour les simulations FDTD bi-dimensionnelles de réseaux finis, la discrétisation de l'espace de simulation a été fixé à un pas de 5 nm dans la zone du réseau. Les erreurs ainsi commises sur les dimensions des barreaux sont de l'ordre de 5 nm et respectent les tolérances de fonctionnement du miroir (Tableau 5.1). Les variations des dimensions du réseau dues à la discrétisation du maillage sont responsable de la légère différence avec la largeur de bande de 369 nm obtenue avec le logiciel camfr.

La simulation FDTD réalisée consiste à injecter sous le miroir un faisceau gaussien à une distance de 1387 nm sous la couche bas indice d'oxyde d'aluminium, ce qui correspond environ à la position des puits quantiques dans la cavité. La largeur du faisceau est fixée à un diamètre à $1/e$ de 14 μm , ce qui correspond à l'ordre de grandeur des diaphragmes d'oxyde utilisés dans les structures VCSELs étudiées [148]. Le nombre de périodes du réseau varie ensuite entre 7 et 17, soit des tailles de réseau de 8.015 μm à 19.465 μm . Les réflectivités maximales et les largeurs de bande sont calculées à partir des spectres de réflectivité de chaque miroir simulé par FDTD et sont indiquées dans le Tableau 5.2. Ces résultats montrent que pour atteindre un pouvoir réflecteur minimal de 99.5 % pour la polarisation TM et une largeur de bande du même ordre de grandeur que le miroir périodique infini, il est nécessaire d'avoir un miroir qui soit 1.22 fois plus large que le faisceau avec 15 périodes. Cette limite est en accord avec la condition énoncée dans la littérature [98] indiquant que

la dimension du miroir doit permettre de recouvrir l'ensemble du faisceau à réfléchir, comme le montre la Figure 5.7.

5.2 Microcavité à miroirs de Bragg

Après avoir défini la structure finale du réseau et étudié ses propriétés pour une intégration dans la cavité laser, il est intéressant de pouvoir simuler l'ensemble du VCSEL à miroir à réseau afin de connaître précisément la longueur d'onde de résonance et de positionner de manière optimale les différents éléments à l'intérieur de la cavité.

Les structures VCSELs classiques formées par deux miroirs de Bragg peuvent être modélisées en première approximation par un empilement de couches homogènes dont les dimensions dans le plan sont infinies. Cette simplification permet de simuler analytiquement les propriétés de la cavité par une méthode matricielle [149].

Dans le cas d'une cavité composée d'un miroir à réseau, les couches ne sont plus homogènes mais périodiques, et l'étude analytique se complique [103]. Il est toutefois possible de simuler le comportement de la structure par une méthode modale telle que la RCWA ou par une méthode aux différences finies avec la FDTD. Cependant, comme indiqué à la section précédente, pour pouvoir accéder à la réponse fréquentielle en FDTD, il est nécessaire que l'ensemble de la réponse impulsionnelle soit connue. Dans le cas d'une cavité, l'onde oscille entre les deux miroirs et la décroissance du champ à l'intérieur de la cavité est d'autant plus lente que la cavité est composée de miroirs très réfléchissants, rendant les temps de simulation pour obtenir la réponse impulsionnelle complète particulièrement longs. Pour s'assurer de la justesse des résultats obtenus par FDTD, une cavité composée de deux miroirs de Bragg dont la résolution est possible analytiquement est étudiée dans un premier temps.

5.2.1 Structure

La cavité utilisée pour ajuster les paramètres de simulation FDTD est présentée sur la Figure 5.8. Sa conception est très proche d'un VCSEL à base d'antimoniures avec deux miroirs de Bragg composés de 23 paires quart d'onde AlAsSb/GaSb. Entre ces deux miroirs, la cavité contient 5 puits quantiques GaInAsSb de 10 nm d'épaisseur et une barrière électronique de 0.6 nm en AlSb pour limiter les pertes d'électrons vers l'électrode supérieure et augmenter le rendement de pompage. Une jonction tunnel $\text{GaSb}_{p++} / \text{InAs}_{n++}$ est également insérée pour limiter les pertes d'absorption en réduisant la quantité de matériau dopé p utilisé. Enfin, une couche d'AlAs de 50 nm est introduite dans la partie supérieure de la cavité pour pouvoir réaliser le confinement par diaphragme d'oxyde.

Selon cette configuration, le miroir de Bragg supérieur est placé au dessus de la couche GaAs, ce qui ne représente pas une solution d'empilement de couches réaliste technologiquement mais permet de fermer la cavité artificiellement pour les besoins

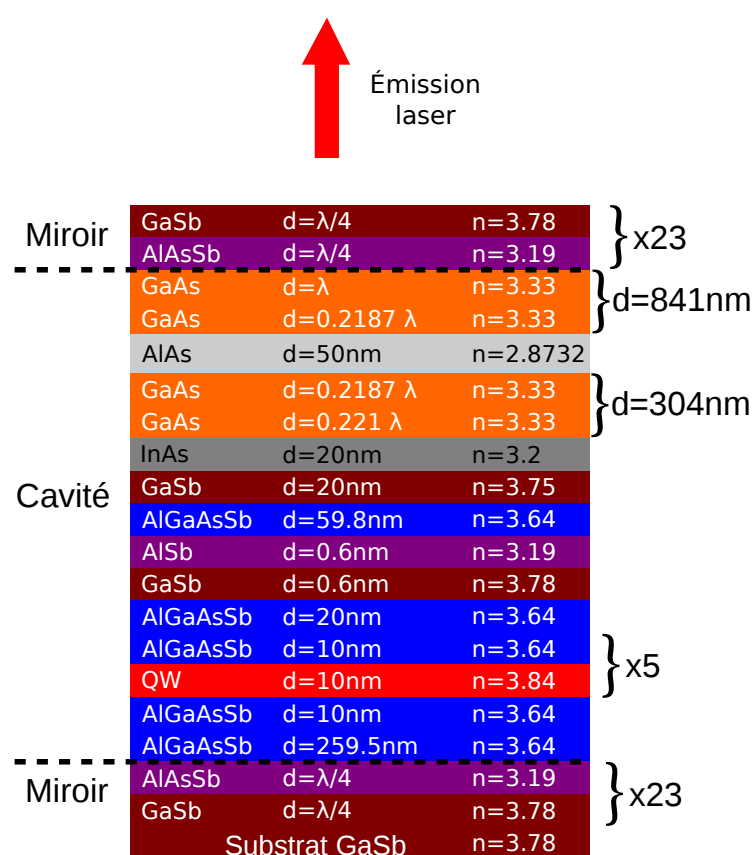


FIGURE 5.8 – Schéma de la structure VCSEL utilisant un miroir de Bragg supérieur pour former une cavité résonante à une longueur d'onde de $2.3 \mu\text{m}$.

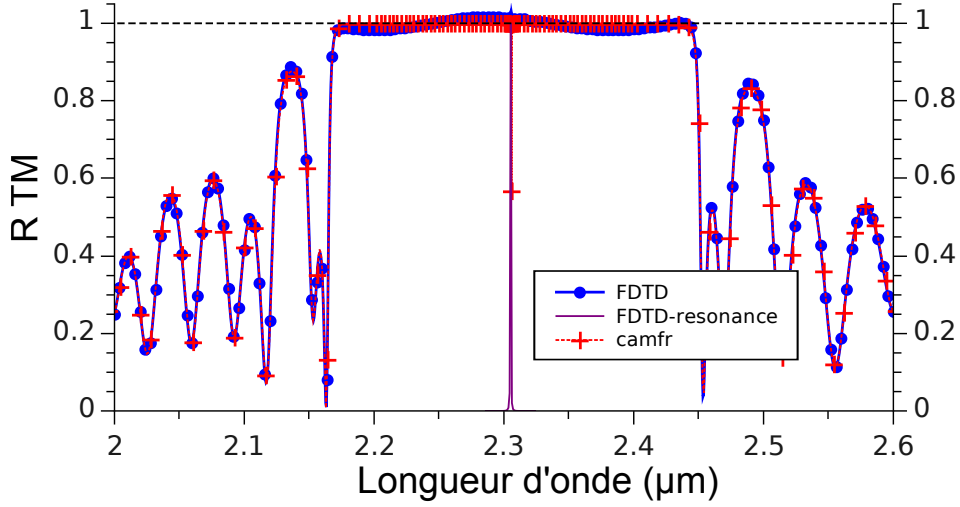


FIGURE 5.9 – Spectres de réflectivité pour une longueur de cavité de $5\lambda_0/2$ avec une résonance à 2305 nm.

de la simulation. Un miroir SiN_x/Si amorphe peut cependant être déposé au dessus du matériau GaAs pour former ce type de cavité [39].

5.2.2 Validation des méthodes de simulation

La simulation FDTD a été réalisée pour une structure bi-dimensionnelle de dimensions infinies dans le plan des couches en utilisant des conditions aux limites périodiques. Le comportement de la cavité a été simulé en mesurant le spectre de réflexion pour une onde plane incidente se propageant à travers l'ensemble de la structure à partir du substrat. Le gain des puits quantique n'a pas été pris en compte.

Compte tenu des différents éléments nécessaire au pompage électrique des puits quantiques, l'épaisseur totale de la cavité a été fixée à $5\lambda_0/2$. La réflectivité de la cavité a alors été mesurée afin de vérifier que la cavité résonne à une longueur d'onde de $\lambda_0 = 2.3 \mu\text{m}$. Le spectre de réflectivité de la Figure 5.9 confronte les résultats obtenus par le logiciel **camfr**, qui implémente la méthode matricielle, avec la FDTD et montre un bon accord entre les deux méthodes de simulation. Cependant, on observe des oscillations dans le spectre FDTD avec des valeurs maximales de réflectivités supérieures à l'unité. Ces erreurs de calcul sont issues de l'arrêt de la simulation avant d'avoir obtenu l'ensemble de la réponse impulsionnelle. Cependant, l'étude de l'enveloppe de la décroissance du champ dans la cavité permet de retrouver la longueur d'onde de résonance de manière précise. Enfin, les profils d'intensité calculés à la longueur d'onde de résonance de 2305.25 nm par FDTD et par la méthode matricielle montrent un excellent accord.

Enfin, le profil d'intensité a été calculé à la longueur d'onde de résonance de 2305.25 nm à la fois par FDTD et par la méthode matricielle. Les résultats obtenus montrent un excellent accord. Les différents éléments formant la cavité ont ainsi pu

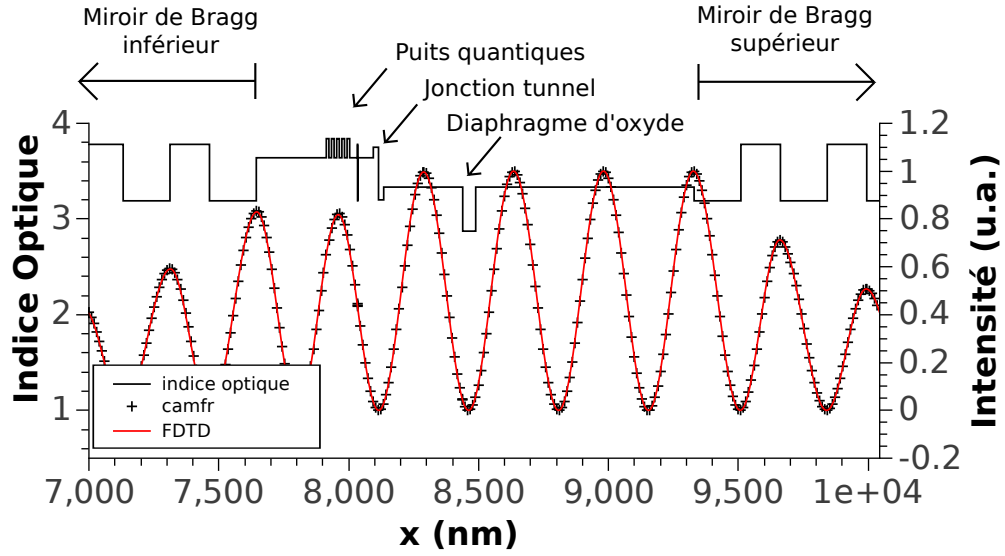


FIGURE 5.10 – Profil d'intensité à l'intérieur de la cavité à la longueur d'onde de résonance de 2305 nm obtenu par FDTD et par une méthode analytique.

être positionnés avec précision comme représenté sur la Figure 5.10 :

- Les puits quantiques sont placés à un maximum d'intensité afin de maximiser l'interaction avec le champ résonnant et donc le rendement du pompage électrique.
- La jonction tunnel et le diaphragme d'oxyde, deux zones présentant des valeurs d'absorption plus importantes, sont positionnées à des minimums d'intensité pour limiter les pertes.

Les épaisseurs finales des différentes couches sont indiquées sur la Figure 5.8 et permettent de respecter de manière optimale les conditions évoquées précédemment.

5.3 Microcavité hybride

Les simulations réalisées précédemment ont permis de définir le plan de réflexion du miroir à réseau GaAs/AlOx et de confirmer la justesse des résultats des simulations de cavités VCSEL en comparant les longueurs d'onde de résonance et les profils d'intensités obtenus par une méthode analytique et par FDTD. Les différentes positions des éléments de la cavité ont ainsi pu être ajustées pour optimiser l'efficacité du pompage électrique des puits quantiques tout en minimisant les pertes.

Pour former la cavité hybride combinant un miroir de Bragg et un miroir à réseau, le miroir supérieur de la structure précédente a été remplacé par le réseau à haut contraste d'indice GaAs/AlOx. La longueur de cavité a été conservée en prenant soin de faire correspondre la première interface de l'ancien miroir de Bragg avec la couche d'oxyde d'aluminium du nouveau miroir à réseau comme le montre le schéma de la Figure 5.11.

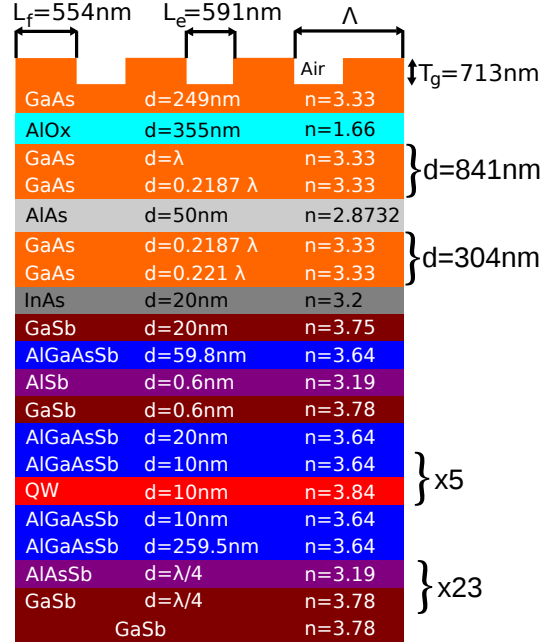


FIGURE 5.11 – Épaisseurs des couches du VCSEL combinant le miroir de Bragg et le réseau à haut contraste d'indice GaAs/AlOx présenté à la Section 5.1.1. La cavité est dimensionnée pour résonner à $\lambda_0 = 2.3\mu\text{m}$ avec une longueur de $5\lambda_0/2$.

5.3.1 Simulations des performances du VCSEL à miroir à réseau

Afin de s'assurer du bon positionnement des éléments à l'intérieur de la cavité et avoir un premier aperçu des performances du laser, la structure VCSEL à miroir à réseau a été simulée. Il est possible de modéliser une structure VCSEL à miroir à réseau en trois dimensions par des méthodes modales[150] ou par FDTD. Cependant, la présente étude est restreinte à une cavité avec une périodicité infinie pour des raisons de simplicité de calcul et pour pouvoir confronter les résultats obtenus par les méthodes RCWA et FDTD.

De la même façon que précédemment, après avoir calculé la longueur d'onde de résonance de $\lambda_R = 2305.23 \text{ nm}$ de la cavité, le profil d'intensité a été tracé par les deux méthodes de simulation pour une coupe de la cavité réalisée au centre d'un barreau de GaAs du réseau. Les résultats des simulations présentés sur la Figure 5.12 confirment que la cavité est correctement dimensionnée avec une longueur de $5\lambda_0/2$. Les éléments de la cavité semblent positionnés de manière optimale : les puits quantiques sont situés à un maximum d'intensité alors que la jonction tunnel et le diaphragme d'oxyde sont placés à des minimums d'intensité.

Pour étudier de manière quantitative les performances de la cavité résonante, le facteur de qualité de la cavité a été calculé. Il représente le confinement de l'onde électromagnétique entre les deux miroirs et est défini par le rapport entre l'énergie stockée dans la cavité E_c et l'énergie perdue pour un aller-retour E_p [151].

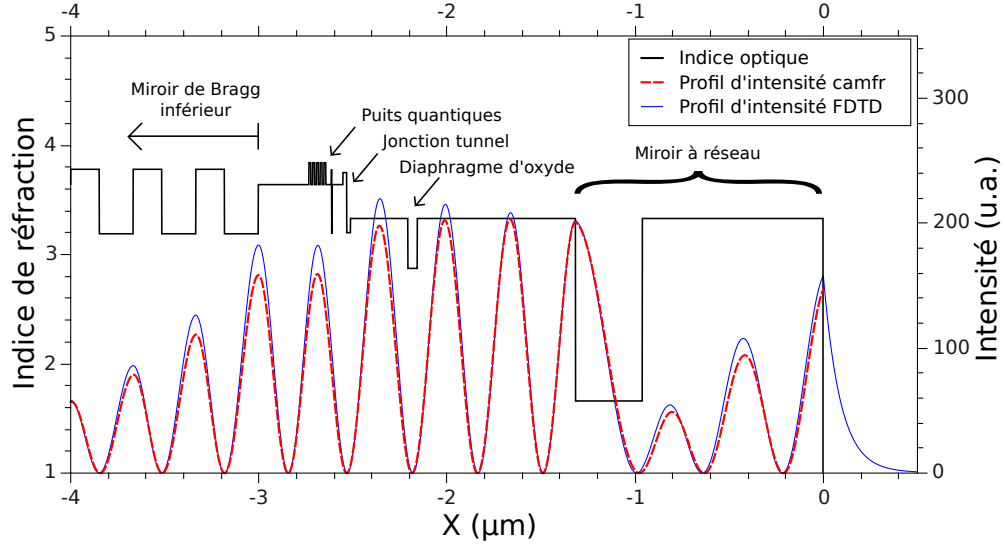


FIGURE 5.12 – Profil d'intensité à l'intérieur de la cavité à la longueur d'onde de résonance de 2305 nm obtenu par FDTD et par RCWA réalisé selon une coupe transverse au centre d'un barreau du réseau.

$$Q = 2\pi \frac{E_c}{E_p}. \quad (5.1)$$

Le facteur de qualité Q peut être exprimé de manière équivalente [151] en fonction de la constante de décroissance α des oscillations du résonateur à la fréquence $\omega_0 = 2\pi\lambda_0/c$ ou de la largeur spectrale à mi hauteur $\Delta\lambda$ par :

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} = \frac{\omega_0}{2\alpha} \quad (5.2)$$

De cette manière, en connaissant la longueur d'onde de résonance λ_0 , il est possible de déterminer la valeur du facteur de qualité Q en mesurant la largeur à mi-hauteur de la résonance de la cavité $\Delta\lambda$ à partir des spectres de réflexion pour la méthode RCWA, ou en mesurant la constante de décroissance α à partir de la variation temporelle de l'enveloppe du champ à l'intérieur de la cavité pour la FDTD.

Le calcul du facteur de qualité a été effectué pour plusieurs longueurs de cavité en introduisant une variation d'épaisseur Δd de la couche de GaAs située sous la couche bas indice du miroir à réseau. La variation d'épaisseur introduite est comprise entre $\Delta d = -\lambda_0/n_{\text{GaAs}}$ et $\Delta d = +\lambda_0/n_{\text{GaAs}}$ dans le but de vérifier que la longueur de cavité $L = 5\lambda_0/2$ correspond bien à la valeur optimale.

Une première courbe (Figure 5.13) a été tracée pour la cavité composée de deux miroirs de Bragg présentée à la Section 5.2 et permet de montrer que la longueur de cavité maximisant le facteur de qualité Q est atteint pour une variation d'épaisseur Δd nulle, confirmant ainsi le bon dimensionnement de la cavité.

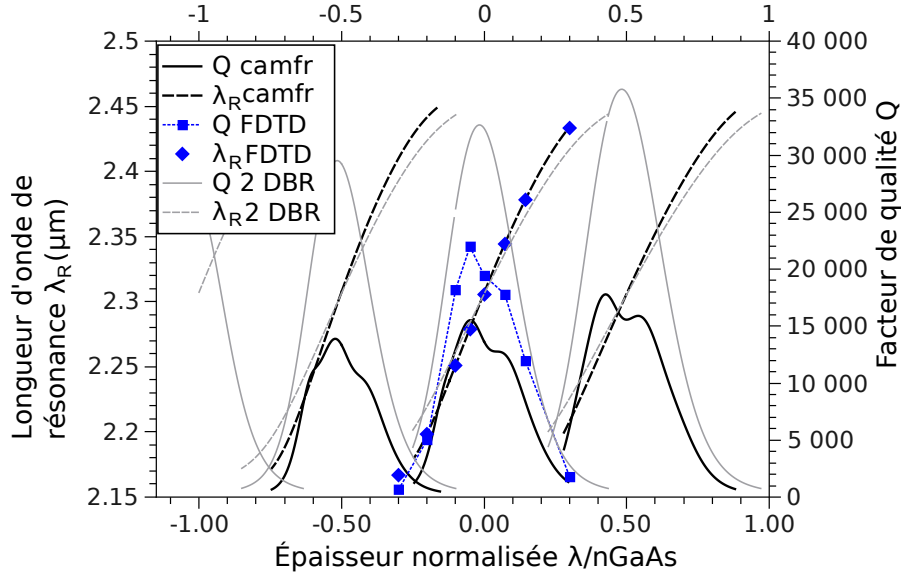


FIGURE 5.13 – Évolution du facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance de cavités VCSELs formées par deux miroirs de Bragg ou combinant un miroir de Bragg avec un miroir à réseau en fonction de la variation d'épaisseur normalisée de la cavité.

Le facteur de qualité de la structure à deux miroirs de Bragg a été obtenu par RCWA et montre une valeur optimale de $Q_{2DBR} = 32300$. La simulation FDTD a été réalisée uniquement pour la longueur de cavité optimale correspondant à une variation d'épaisseur Δd nulle et retourne un facteur de qualité de $Q = 45709$. Les deux valeurs correspondent au même ordre de grandeur, mais présentent toutefois un écart dont l'origine n'a pas été identifiée avec précision et pourrait provenir de la différence des méthodes de simulation.

Le facteur de qualité en fonction de la variation d'épaisseur de la cavité a ensuite été évalué pour la structure VCSEL à miroir à réseau. Les simulations ont été effectuées également par RCWA et FDTD et, bien que l'on observe aussi un écart d'amplitude du facteur de qualité Q entre les deux méthodes de simulation, les résultats qualitatifs restent en bon accord (Figure 5.13). En revanche le calcul de la longueur d'onde de résonance de la cavité montre un excellent accord pour les deux méthodes.

Pour cette structure VCSEL, on observe que le maximum de facteur de qualité correspond à une longueur de cavité plus courte que celle retenue précédemment avec une variation d'épaisseur de $\Delta d = -0.05\lambda_0/n_{\text{GaAs}} = -34.5 \text{ nm}$. Cependant, il est important de noter que la forme du pic de facteur de qualité est dédoublée et que le maximum du pic n'est pas centré (Figure 5.13). Les décalages du maximum du facteur de qualité et de l'épaisseur de cavité s'expliquent par le fait que contrairement aux miroirs de Bragg, le miroir à réseau utilisé possède deux maximum dans la bande de haute réflectivité (Figure 5.3). En ajustant la longueur de cavité, la longueur d'onde de résonance se décale et la valeur de la réflectivité des miroirs évolue. La variation de l'épaisseur de la cavité correspond alors ici à la recherche de la longueur

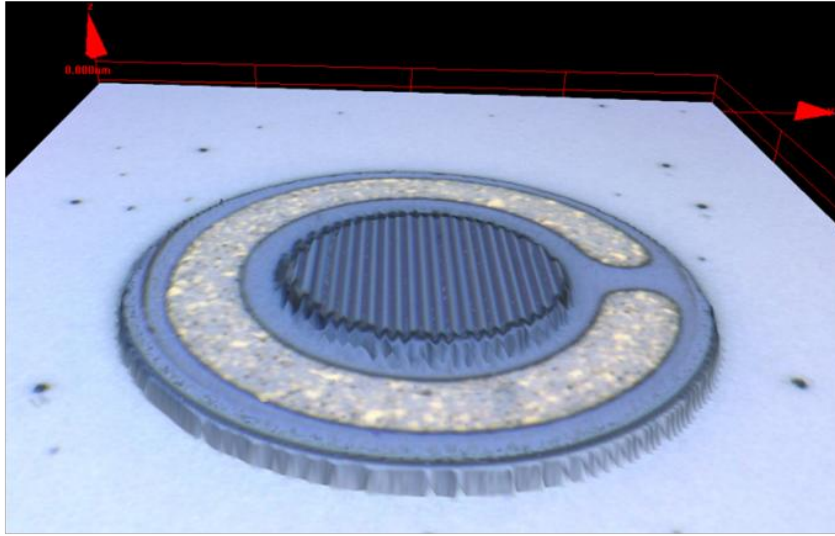


FIGURE 5.14 – Image du VCSEL obtenue par microscopie confocale présentant un diamètre de miroir à réseau de $25\ \mu\text{m}$ [38]

d'onde qui maximise le pouvoir réflecteur des deux miroirs. Ceci est confirmé par le fait que le décalage de $-0.05\ \lambda_0 = 2.185\ \mu\text{m}$ correspond précisément à la longueur d'onde maximisant la réflectivité du miroir à réseau. Bien que le facteur de qualité ne soit pas optimal pour la longueur de cavité sélectionnée ($\Delta d = 0$), le choix a été fait de conserver une épaisseur de GaAs de $d = 841\ \text{nm}$ entre les couches d'oxyde du miroir à réseau et du diaphragme (Figure 5.11), permettant ainsi d'avoir un point de fonctionnement situé au centre du pic de facteur de qualité, et donc de la largeur de bande du miroir à réseau, afin de conserver la robustesse du miroir optimisé au Chapitre 4.

5.3.2 Résultats expérimentaux

L'hétérostructure semi-conductrice à la base de la structure finale présentée dans ce chapitre sur la Figure 5.11 a été fabriquée par épitaxie par jet moléculaire à l'IES. Les étapes technologiques nécessaires à la réalisation des mesas et des contacts électriques décrites dans la Section 5.1 ont ensuite été effectuées au LAAS. La structure finale fabriquée a été observée par microscopie confocale au LAAS comme le montre la photographie de la Figure 5.14 où sont nettement visible le premier mesa avec le miroir à réseau gravé ainsi que le deuxième mesa et l'anneau métallique pour le contact électrique.

Une première étude des performances de ces structures VCSELs a été effectuée au LAAS avec des caractérisations électriques $V(I)$ et $P(I)$ en régime continu à température ambiante ($18\ ^\circ\text{C}$) [38]. Cette étude montre l'effet redresseur de la diode VCSEL avec des tensions de coude de l'ordre de 2V (Figure 5.15). Cependant, la puissance optique en fonction de l'intensité électrique ne montre aucun seuil laser. Afin d'expliquer l'origine de l'absence d'effet laser, des mesures précises

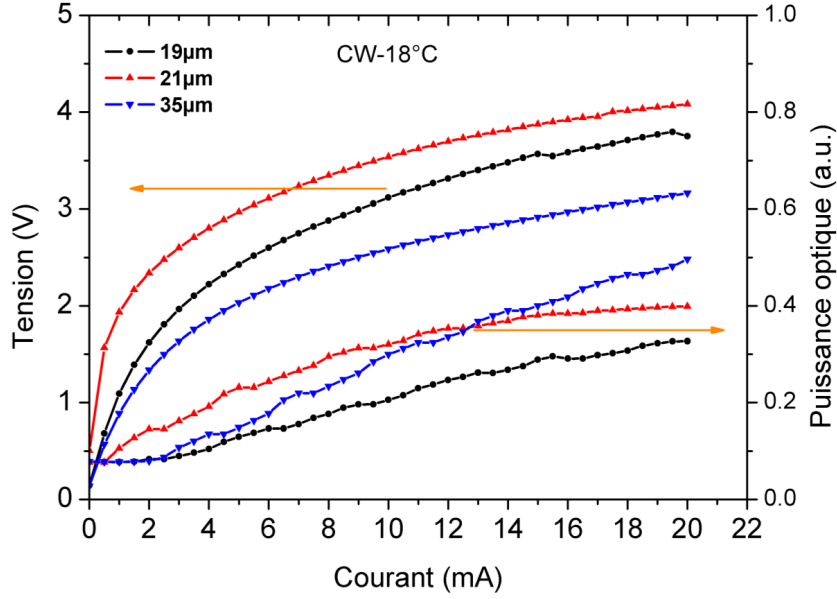


FIGURE 5.15 – Caractéristiques I-V et P-I réalisées à 18 °C en régime continu pour des VCSELs ayant des diamètres de miroirs à réseau de 19, 21 et 35 μm [38]

des dimensions du réseau ont été effectuées au LAAS par microscopie électronique à balayage. Il s'est avéré alors que la profondeur de gravure était en dehors des plages de tolérance établies, avec une valeur de 800 nm au lieu de la valeur consigne de 713 nm dont la tolérance maximale est de 773 nm (Tableau 5.1). La réflectivité du miroir à réseau fabriqué est ainsi estimée à une valeur inférieure à 99 % à $\lambda_0 = 2.3\mu\text{m}$. Le grand écart de fabrication par rapport aux performances atteintes lors des tests de gravure est expliqué par le fait que la taille de l'échantillon contenant les structures VCSELs est plus grande que celle utilisée pour les tests de gravure et que les mécanismes de gravure varient en fonction de la taille de l'échantillon.

Bien que la structure VCSEL finale ne permette pas l'effet laser et que le réseau ait des dimensions en dehors des tolérances permettant de conserver un pouvoir réflecteur supérieur à 99.5 %, le spectre d'émission du composant a été mesuré à température ambiante en régime pulsé (Figure 5.16). Une amplification de l'électroluminescence est ainsi observée à la longueur d'onde de 2.23 μm par la présence d'un spectre étroit, probablement due à la résonance de la cavité entre le miroir de Bragg et le miroir à réseau.

D'autres campagnes de gravure de réseaux devraient être réalisés au LAAS sur la même hétérostructure. L'avantage de l'utilisation de miroirs à réseau pour former un VCSEL est qu'il est possible de redéfinir le miroir supérieur après l'épitaxie des couches de la structure. En effet, bien que les épaisseurs du miroir sont fixées par l'épitaxie à des valeurs de $T_A = 355$ nm et $T_g + T_L = 962$ nm sur l'hétérostructure déjà fabriquée, il est possible de redéfinir les paramètres du facteur de remplissage FF , de la période Λ et de la profondeur de gravure D_e pour concevoir un nouveau réseau.

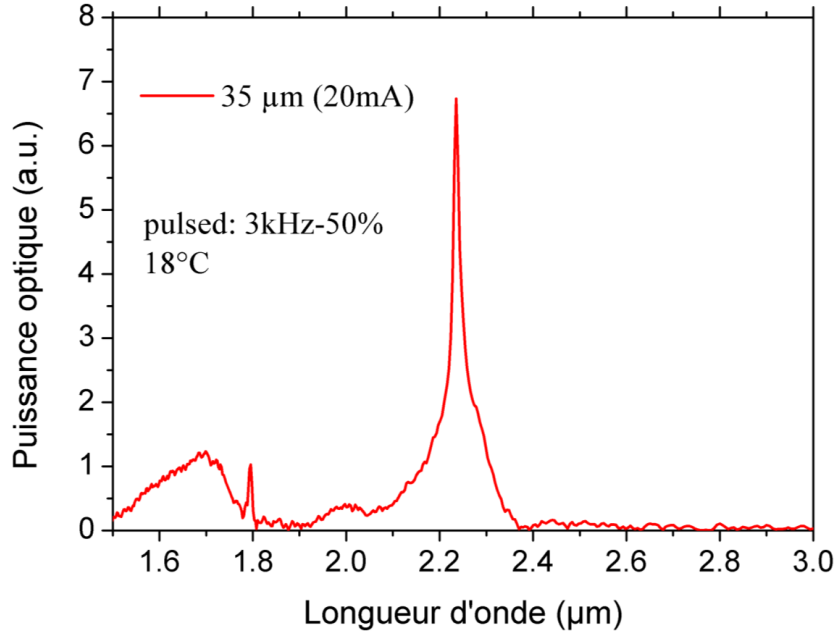


FIGURE 5.16 – Spectre expérimental de l'électroluminescence du VCSEL à miroir à réseau en régime pulsé à 18°C [38]. La structure est formée d'un diaphragme d'oxyde de 20 μm pour une taille de miroir de 35 μm et est pompée électriquement par un courant de 20 mA.

La réalisation expérimentale a montré que la profondeur de gravure est un problème très critique. Une nouvelle optimisation a été effectuée afin d'améliorer encore les tolérances de ce paramètre et de fournir une nouvelle structure dont les dimensions sont indiquées dans le Tableau 5.3. Ce nouveau réseau montre de très bonnes performances avec une largeur de bande de 352 nm pour une réflectivité supérieure à 99.5 % centrée à 2.268 μm, ainsi qu'une tolérance remarquable de $\Delta D_e = \pm 69$ nm pour la profondeur de gravure et devrait permettre d'atteindre l'effet laser plus facilement en minimisant l'impact des erreurs de fabrication sur la profondeur de gravure.

	Optimum	Tolerances pour $R_{TM} > 99.5\%$ à $\lambda_0 = 2.3 \mu\text{m}$		
D_e	$0.681 \mu\text{m}$	$0.513 \mu\text{m}$	$< D_e < 0.750 \mu\text{m}$	$\Delta D_e = \pm 69 \text{ nm}$
FF	0.5175	0.4535	$< FF < 0.5855$	$\Delta FF = \pm 0.0640$
T_A	$0.355 \mu\text{m}$			
Λ	$1.079 \mu\text{m}$	$1.009 \mu\text{m}$	$< \Lambda < 1.164 \mu\text{m}$	$\Delta \Lambda = \pm 70 \text{ nm}$
$T_L + T_g$	$0.962 \mu\text{m}$			
λ_0	$2.268 \mu\text{m}$			
$\Delta \lambda$	352 nm			
$\Delta \lambda / \lambda_0$	16%			

TABLE 5.3 – Nouvelles dimensions du miroir à réseau conçu dans le but d’optimiser la robustesse de la profondeur de gravure D_e pour effectuer de nouveaux tests sur la demi cavité VCSEL. Les épaisseurs $T_g + T_L$ et T_A sont déjà fabriquées sur l’échantillon et sont imposées à l’algorithme d’optimisation.

5.4 Conclusion

Ce dernier chapitre a été consacré à l'intégration dans une structure VCSEL antimoniure du miroir à réseau GaAs/AlOx optimisé précédemment. Dans un premier temps, les propriétés du miroir final ont été explorées dans le but de former la cavité VCSEL. L'étude du profil d'intensité d'une onde réfléchie sur le miroir à réseau a montré que l'interface du miroir correspondait au plan inférieur entre le substrat et la couche bas indice d'oxyde d'aluminium. Des simulations ont ensuite été réalisées pour déterminer le nombre de périodes nécessaire au bon fonctionnement du réseau. Le résultat obtenu est en accord avec la littérature [98] et indique que la taille du réseau doit être suffisamment large pour permettre de recouvrir complètement le faisceau gaussien à réfléchir, et ne nécessite pas de périodes supplémentaires ou de méthodes de confinement dans le plan du réseau.

Une seconde partie de ce chapitre a permis d'ajuster les dimensions de la cavité VCSEL antimoniures, composée principalement de 5 puits quantiques, d'une jonction tunnel et d'un diaphragme d'oxyde réalisé dans un système GaAs/AlAs métamorphique. Des premières simulations ont été effectuées pour une cavité formée de deux miroirs de Bragg permettant ainsi de bénéficier d'une méthode de résolution analytique et de valider les résultats obtenus par les simulations aux différences finies dans le domaine temporel (FDTD). La longueur de la cavité a ainsi été fixée à $5\lambda_0/2$ pour obtenir une résonance à $\lambda_0 = 2.3 \mu\text{m}$ et les positions des différents éléments à l'intérieur de la cavité ont été optimisées afin d'améliorer l'efficacité du pompage électrique tout en limitant les pertes d'absorption.

Ce chapitre se clôt par l'étude de la cavité VCSEL formée d'un miroir de Bragg antimoniure et du miroir à réseau GaAs/AlOx conçu au Chapitre 4 par optimisation robuste. Les simulations du profil d'intensité dans une cavité bi-dimensionnelle de périodicité infinie a permis de confirmer le dimensionnement optimal de la cavité effectué précédemment. Une estimation du facteur de qualité Q de la cavité a été effectué par une méthode modale en mesurant la largeur spectrale de la résonance et par FDTD via l'étude de la décroissance temporelle du champ à l'intérieur de la cavité. Des valeurs de l'ordre de 15 000 et 22 000 respectivement ont pu être obtenues. Enfin, une première réalisation expérimentale de cette structure a été effectuée conjointement par le LAAS et l'IES et a permis d'obtenir une cavité résonante à $2.23 \mu\text{m}$. Cependant, aucun effet laser n'a été mesuré pour cet échantillon en raison, semble-t-il, d'une trop grande profondeur de gravure du miroir à réseau liée aux différences de surface entre les échantillons tests utilisés et les hétérostructures VCSELs. Une amplification de l'électroluminescence a tout de même été observée à la longueur d'onde de résonance de $2.23 \mu\text{m}$ indiquant un résultat prometteur pour la fabrication VCSELs antimoniures à miroirs à réseaux. Une dernière structure miroir a alors été conçue, en conservant les épaisseurs des couches du miroir épitaxié, afin d'améliorer encore la tolérance sur la profondeur de gravure D_e du réseau. Cette dernière optimisation fournit un miroir aux performances remarquables avec une largeur de bande de 352 nm et une tolérance de $\Delta D_e = \pm 69 \text{ nm}$, ce qui devrait permettre d'augmenter les chances de fabriquer avec succès une cavité VCSEL

atteignant l'effet laser.

Conclusion Générale

Cette thèse de doctorat s'est déroulée dans le cadre du projet de recherche Marsupilami¹ qui a permis une riche collaboration entre les laboratoires LAAS de Toulouse, l'IES de Montpellier et le MOPS à Metz. L'une des originalités de ce projet est d'intégrer un miroir à réseau à haut contraste d'indice dans un VCSEL antimoniure afin d'améliorer les propriétés d'émission de ce type de laser dans le moyen infrarouge au delà de 2 μm . La fabrication ainsi que la caractérisation des miroirs à réseau et des VCSELs se sont déroulées dans les laboratoires partenaires, l'IES et le LAAS. Quant au travail effectué pendant cette thèse, il a permis de concevoir et de simuler dans un premier temps différentes structures de réseaux à haut contraste d'indice, puis de modéliser la structure VCSEL antimoniure en remplaçant le miroir de Bragg supérieur par un miroir à réseau. Cette activité concernant les réseaux à haut contraste d'indice était nouvelle et cette thèse a permis d'apporter de nouvelles compétences en modélisation et en conception au sein du laboratoire MOPS.

La conception d'un dispositif peut-être décrite dans le cas général selon trois étapes majeures. La première correspond à une réflexion globale sur la méthode à employer pour résoudre le problème posé. Le chapitre 1 de cette thèse est ainsi consacré à une définition précise des problématiques des VCSELs dans le moyen infrarouge et le deuxième chapitre, aux réseaux à haut contraste d'indice utilisés pour améliorer les performances des VCSELs. Les propriétés extraordinaires de cette classe de réseau dans de nombreux domaines d'applications (filtre, miroir, polariseur, cavité à grand facteur de qualité...) ont d'abord été résumées afin d'avoir une vue d'ensemble de leur potentiel. Le principe physique à l'origine de ces propriétés, basé sur des résonances de type Fabry-Perot des modes de Bloch du réseau périodique entre l'interface d'entrée et de sortie du réseau ainsi que leur couplage à chacune des interfaces, est détaillé ensuite à partir des travaux récents issus de la littérature. Finalement, la méthode d'analyse rigoureuse par ondes couplées (RCWA), spécialement développée pour les structures périodiques, est décrite afin d'être utilisée pour simuler la réflectivité de la structure à réseau.

La seconde étape de conception concerne l'optimisation des performances du dispositif. Après avoir défini de manière précise les besoins des miroirs VCSELs en terme de réflexion et de polarisation, les paramètres géométriques de la structure réseau sont ajustés afin de répondre au mieux aux besoins du problème. Le chapitre 3 de ce manuscrit développe ainsi la méthode employée pour améliorer les performances du réseau avec la mise en place d'un algorithme d'optimisation globale. Pour cela, un facteur de mérite a été défini pour représenter de manière quantitative la qualité d'un miroir pour une application VCSEL. L'algorithme d'optimisation cherche alors à ajuster les dimensions du miroir pour maximiser le facteur

1. Marsupilami – Miroir À Réseau SUB-longueur d'onde Pour application LAsEr dans le Moyen Infrarouge

de mérite. Cette méthode de conception présente l'avantage d'être automatisée et de tenir compte des contraintes technologiques imposées par les équipements employés par les laboratoires partenaires lors de la fabrication des structures. De nombreuses structures réseau à haut contraste d'indice ont ainsi pu être conçues en explorant diverses filières de matériaux (Si/SiO₂, Si/Si₃N₄, GaSb/AlAsSb, GaAs/AlOx) et qui fournissent un effet miroir répondant aux besoins des VCSELs antimonieuses.

Enfin, la dernière étape de la conception de dispositifs consiste à évaluer la faisabilité technologique de la solution optimale trouvée précédemment. Compte tenu de la faible dimension des motifs du réseau, inférieure au micromètre, il est important de vérifier que la tolérance aux erreurs de fabrication de la structure est en accord avec les précisions atteignables par les équipements utilisés lors de la fabrication. Dans un quatrième chapitre, les tolérances de fabrication des miroirs ont alors été estimées en calculant les marges d'erreurs autorisées sur les différentes dimensions géométriques du réseau. Les paramètres des miroirs obtenus précédemment par l'algorithme d'optimisation étant parfois trop sensibles aux erreurs de fabrication, il s'est avéré indispensable d'améliorer leur robustesse. L'étude précise des tolérances a alors conduit à l'utilisation d'un algorithme d'optimisation robuste pour ajuster les paramètres de la structure dans le but de la rendre à la fois la plus performante possible mais également robuste aux erreurs de fabrication. L'algorithme d'optimisation robuste a ainsi permis de concevoir un miroir à réseau à haut contraste d'indice en se basant sur la combinaison de matériaux GaAs/AlOx. Ce système de matériaux est intégrable sur un VCSELs antimonieuse, grâce à la croissance métamorphique d'arseniures sur un substrat GaSb, et permet de profiter de la méthode d'oxydation humide issue de la filière arseniure pour former une couche bas indice ($n = 1.6$) d'oxyde d'aluminium à partir d'une couche d'arseniure d'aluminium.

Les miroirs à réseau obtenus pendant ce travail de thèse ont été conçus à l'aide du logiciel Houba², développé spécialement pour la conception de structure réseaux pendant ce travail de thèse. Il interface un logiciel de simulation de structures à réseaux (camfr ou mRCWA) et permet de choisir entre un algorithme d'optimisation, basé sur l'évolution différentielle, ou d'optimisation robuste, combinant un algorithme à essaim de particules à une technique d'anti-optimisation, en fonction des besoins de l'utilisateur. Les paramètres de l'algorithme sont aisément ajustables pour pouvoir modéliser simplement plusieurs combinaisons de matériaux, à différentes longueurs d'onde, pour diverses contraintes technologiques, etc... De plus, les structures réseaux à haut contraste d'indice présentant des propriétés remarquables dans de nombreux domaines de l'optique, il est aisé de redéfinir le facteur de mérite utilisé lors de l'optimisation pour concevoir des structures réseaux pour d'autres applications que l'effet miroir. Enfin, grâce à un code source clairement commenté en anglais et basé sur des logiciels libres, le programme peut facilement être repris pour d'autres travaux.

Le logiciel Houba a ainsi permis de concevoir des structures de réseaux variées pour des miroirs VCSELs à des longueurs d'onde de 2.3 μm et 2.6 μm . La structure à

réseau GaAs/AlOx sélectionnée après concertation avec les laboratoires partenaires montre des performances optimales avec une largeur de bande de 369 nm ($\Delta\lambda/\lambda_0 = 16\%$ à $\lambda_0 = 2.3 \mu\text{m}$) et de grandes tolérances pour l'ensemble des paramètres de la structure. Les tests de fabrication de ce miroir à réseau réalisés au LAAS ont confirmé la faisabilité des dimensions de la structure et les mesures expérimentales de réflectivité sont en bon accord avec les simulations. Ce miroir a été finalement intégré dans une structure VCSEL afin de modéliser l'ensemble de la cavité laser. Les simulations décrites au chapitre 5 confirment ainsi la capacité des réseaux à haut contraste d'indice à former efficacement des cavités optiques résonantes pour une application VCSEL à 2.3 μm . Une première réalisation expérimentale d'un VCSEL antimonure utilisant un miroir à réseau a été menée à l'IES et au LAAS. Cependant, en raison d'une modification des conditions expérimentales entre les tests de gravure sur substrat GaAs et sur la cavité VCSEL, la tolérance sur l'épaisseur du réseau n'a pas pu être respectée. Toutefois, les résultats d'intégration sont très prometteurs, et la gravure du réseau a déjà permis de former une cavité résonante à $\lambda = 2.23 \mu\text{m}$. Un nouveau miroir a alors été conçu grâce au programme Houba en modifiant les critères de tolérance, garantissant l'effet miroir pour une large gamme de tolérance sur la profondeur de gravure avec une valeur de $681 \pm 69 \text{ nm}$, et devrait permettre d'obtenir un effet laser dans un VCSEL antimonure à réseau dans le moyen infrarouge.

Bibliographie

- [1] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187(4736) :493–494, August 1960. (Cité en pages 1 et 7.)
- [2] Haruhisa Soda, Ken ichi Iga, Chiyuki Kitahara, and Yasuharu Suematsu. GaInAsP/InP surface emitting injection lasers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 18(12) :2329–2330, 1979. (Cité en page 1.)
- [3] A. Ducanhez, L. Cerutti, P. Grech, F. Genty, and E. Tournié. Mid-infrared GaSb-based EP-VCSEL emitting at 2.63 μm . *Electron. Lett.*, 45(5) :265–267, 2009. (Cité en pages 2, 18 et 20.)
- [4] Connie J. Chang-Hasnain and Weijian Yang. High-contrast gratings for integrated optoelectronics. *Adv. Opt. Photon.*, 4(3) :379–440, Sep 2012. (Cité en pages 2 et 24.)
- [5] Rainer Michalzik. *VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, chapter VCSELs : A Research Review. Springer, 2012. (Cité en pages 7 et 13.)
- [6] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. Coherent light emission from GaAs junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :366–368, Nov 1962. (Cité en page 7.)
- [7] Weng W. Chow, Kent D. Choquette, Mary H. Crawford, Kevin L. Lear, and G. Ronald Hadley. Design, fabrication, and performance of infrared and visible vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(10) :1810–1824, October 1997. (Cité en page 8.)
- [8] Ivars Melngailis. Longitudinal injection-plasma laser of InSb. *Applied Physics Letters*, 6(3) :59–60, 1965. (Cité en pages 8 et 9.)
- [9] K. Iga, S. Ishikawa, S. Ohkouchi, and T. Nishimura. Room-temperature pulsed oscillation of GaAlAs/GaAs surface emitting injection laser. *Applied Physics Letters*, 45(4) :348–350, 1984. (Cité en page 9.)
- [10] Rainer Michalzik. *VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, chapter Fundamentals. Springer, 2012. (Cité en page 9.)
- [11] F. Genty, A. Garnache, and L. Cerutti. *Mid-infrared Semiconductor Optoelectronics*, chapter VCSELs Emitting in the 2–3 μm Wavelength Range. Springer, 2006. (Cité en pages 9 et 10.)
- [12] Kenichi Iga. Vertical-cavity surface-emitting laser : Its conception and evolution. *Japanese Journal of Applied Physics*, 47(1) :1–10, 2008. (Cité en page 9.)
- [13] D.M. Kuchta, A.V. Rylyakov, C.L. Schow, J.E. Proesel, C. Baks, C. Kocot, L. Graham, R. Johnson, G. Landry, E. Shaw, A. MacInnes, and J. Tatum. A 55 Gb/s directly modulated 850 nm VCSEL-based optical link. In *Photonics Conference (IPC), 2012 IEEE*, sept. 2012. (Cité en pages 9 et 10.)

- [14] Jean-Francois P. Seurin. *VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, chapter High-Power VCSEL Arrays. Springer, 2012. (Cité en page 9.)
- [15] Daiji Kasahara, Daisuke Morita, Takao Kosugi, Kyosuke Nakagawa, Jun Kawamata, Yu Higuchi, Hiroaki Matsumura, and Takashi Mukai. Demonstration of blue and green GaN-based vertical-cavity surface-emitting lasers by current injection at room temperature. *Applied Physics Express*, 4(7) :072103, 2011. (Cité en page 10.)
- [16] Klein Johnson, Mary Hibbs-Brenner, William Hogan, and Matthew Dummer. Advances in red VCSEL technology. *Advances in Optical Technologies*, 2012. (Cité en page 10.)
- [17] Yu-Chia Chang and Larry A. Coldren. *VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, chapter Design and Performance of High-Speed VCSELs. Springer, 2012. (Cité en page 10.)
- [18] G. Springholz, T. Schwarzl, and W. Heiss. *Mid-infrared Vertical Cavity Surface Emitting Lasers based on the Lead Salt Compounds*, volume 118 of *Springer Series in Optical Sciences*, pages 265–301. Springer London, 2006. (Cité en page 10.)
- [19] J. Chen, A. Hangauer, R. Strzoda, and M.-C. Amann. VCSEL-based calibration-free carbon monoxide sensor at 2.3 μm with in-line reference cell. *Appl. Phys. B*, pages 1–9, 2010. 10.1007/s00340-010-4011-0. (Cité en page 10.)
- [20] I.K. Ilev and R.W. Waynant. *Mid-infrared Biomedical Applications*, volume 118 of *Springer Series in Optical Sciences*, pages 615–634. Springer London, 2006. (Cité en page 10.)
- [21] S. Andreev, E. Mironchuk, I. Nikolaev, V. Ochkin, M. Spiridonov, and S. Tskhai. High precision measurements of the $^{13}\text{CO}_2/^{12}\text{CO}_2$ isotope ratio at atmospheric pressure in human breath using a 2 μm diode laser. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 2011. 10.1007/s00340-011-4602-4. (Cité en page 10.)
- [22] R Kaufmann, A Hartmann, and R Hibst. Cutting and skin-ablative properties of pulsed mid-infrared laser surgery. *The Journal of dermatologic surgery and oncology*, 20, 1994. (Cité en page 10.)
- [23] S.T. Fard, W. Hofmann, P.T. Fard, G. Böhm, and M. Ortsiefer. Optical absorption glucose measurements using 2.3 μm vertical cavity semiconductor lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1(11), 2007. (Cité en page 10.)
- [24] Andreas Hangauer, Jia Chen, Rainer Strzoda, Markus Ortsiefer, and Markus-Christian Amann. Wavelength modulation spectroscopy with a widely tunable inp-based 2.3 μm vertical-cavity surface-emitting laser. *Opt. Lett.*, 33(14) :1566–1568, Jul 2008. (Cité en page 10.)
- [25] Eric Tournié and Alexei. N. Baranov. *Advances in Semiconductor Lasers*, volume 86, chapter Mid-infrared semiconductor lasers : A review. Elsevier, 2012. (Cité en pages 11 et 13.)

- [26] C J R Sheppard. Approximate calculation of the reflection coefficient from a stratified medium. *Pure and Applied Optics : Journal of the European Optical Society Part A*, 4(5) :665, 1995. (Cité en page 12.)
- [27] Shamsul Arafin, Alexander Bachmann, Kaveh Kashani-Shirazi, and Markus-Christian Amann. Electrically pumped continuous-wave vertical-cavity surface-emitting lasers at 2.6 μm . *Applied Physics Letters*, 95(13) :131120, 2009. (Cité en pages 13, 18 et 20.)
- [28] A. Perona, A. Garnache, L. Cerutti, A. Ducanhez, S. Mihindou, P. Grech, G. Boissier, and F. Genty. AlAsSb/GaSb doped distributed Bragg reflectors for electrically pumped VCSELs emitting around 2.3 μm . *Semiconductor Science and Technology*, 22(10) :1140–1144, October 2007. (Cité en pages 13 et 52.)
- [29] O. Dier, C. Lauer, and M.-C. Amann. n-InAsSb/p-GaSb tunnel junctions with extremely low resistivity. *Electronics Letters*, 42(7) :419 – 420, march 2006. (Cité en page 13.)
- [30] L. Cerutti, A. Ducanhez, P. Grech, A. Garnache, and F. Genty. Room-temperature, monolithic, electrically-pumped type-I quantum-well Sb-based VCSELs emitting at 2.3 μm . *Electron. Lett.*, 44(3) :203–205, 2008. (Cité en pages 13 et 20.)
- [31] T.E. Sale and T.E. Sale. *Vertical cavity surface emitting lasers*. Electronic & electrical engineering research studies : Optoelectronics series. Research Studies Press, 1995. (Cité en page 14.)
- [32] Francois Brillouet, Joel Jacquet, Paul Salet, Leon Goldstein, Patrick Garabedian, Christophe Starck, and Julien Boucart. Surface emitting semiconductor laser, April 18 2000. US Patent 6,052,398. (Cité en page 15.)
- [33] Alexander Bachmann, Shamsul Arafin, and Kaveh Kashani-Shirazi. Single-mode electrically pumped GaSb-based VCSELs emitting continuous-wave at 2.4 and 2.6 μm . *New J. Phys.*, 11(12) :125014, 2009. (Cité en pages 15 et 20.)
- [34] S. Arafin, A. Bachmann, and M. Amann. Transverse-mode characteristics of GaSb-based VCSELs with buried-tunnel junctions. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 17(6) :1576 –1583, nov.-dec. 2011. (Cité en page 15.)
- [35] Alexander Bachmann, Shamsul Arafin, Kaveh Kashani-Shirazi, and Markus-Christian Amann. Long wavelength electrically pumped GaSb-based buried tunnel junction VCSELs. *Physics Procedia*, 3(2) :1155 – 1159, 2010. (Cité en pages 15 et 20.)
- [36] G Almuneau, R Bossuyt, P Collière, L Bouscayrol, M Condé, I Suarez, V Bardinal, and C Fontaine. Real-time in situ monitoring of wet thermal oxidation for precise confinement in VCSELs. *Semiconductor Science and Technology*, 23(10) :105021, 2008. (Cité en pages 16 et 111.)
- [37] T. Langenfelder and H. Grothe. Optimisation of $\lambda = 850 \text{ nm}$ hybrid-mirror vertical-cavity surface-emitting laser with 37 μA threshold current. *Optoelectronics, IEE Proceedings -*, 147(1) :56 –60, feb 2000. (Cité en page 16.)

- [38] Youness Laaroussi. *Nouvelles approches technologiques pour la fabrication de Lasers à émission verticale dans le moyen infrarouge*. PhD thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. (Cité en pages 16, 49, 50, 51, 80, 88, 110, 113, 125, 126 et 127.)
- [39] Y. Laaroussi, D. Sanchez, L. Cerutti, C. Levallois, C. Paranthoen, A. Rumeau, C. Tourte, and G. Almuneau. Oxide-confined mid-infrared VCSELs. *Electronics Letters*, 48(25) :1616 –1618, 6 2012. (Cité en pages 16, 20 et 120.)
- [40] D. Feezell, D.A. Buell, and L.A. Coldren. InP-based 1.3-1.6 μm VCSELs with selectively etched tunnel-junction apertures on a wavelength flexible platform. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17(10) :2017 – 2019, oct. 2005. (Cité en page 16.)
- [41] Dorian Sanchez, Laurent Cerutti, and Eric Tournié. Single-mode monolithic GaSb vertical-cavity surface-emitting laser. *Opt. Express*, 20(14) :15540–15546, Jul 2012. (Cité en pages 16 et 20.)
- [42] Johannes Michael Ostermann and Rainer Michalzik. *VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, chapter Polarization Control of VCSELs. Springer, 2012. (Cité en page 17.)
- [43] P. Debernardi, J.M. Ostermann, M. Feneberg, C. Jalics, and R. Michalzik. Reliable polarization control of vcsels through monolithically integrated surface gratings : a comparative theoretical and experimental study. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 11(1) :107 – 116, jan.-feb. 2005. (Cité en page 17.)
- [44] Gerhard Boehm, Alexander Bachmann, Jrgen Roskopf, Markus Ortsiefer, Jia Chen, Andreas Hangauer, Ralf Meyer, Rainer Strzoda, and Markus-Christian Amann. Comparison of InP- and GaSb-based VCSELs emitting at 2.3 μm suitable for carbon monoxide detection. *Journal of Crystal Growth*, 323(1) :442 – 445, 2011. (Cité en page 18.)
- [45] A.N. Baranov, Y. Rouillard, G. Boissier, P. Grech, S. Gaillard, and C. Alibert. Sb-based monolithic VCSEL operating near 2.2 μm at room temperature. *Electronics Letters*, 34(3) :281 –282, feb 1998. (Cité en page 20.)
- [46] William W. Bewley, Christopher L. Felix, Igor Vurgaftman, Edward H. Aifer, Linda J. Olafsen, Jerry R. Meyer, Lew Goldberg, and David H. Chow. Mid-infrared vertical-cavity surface-emitting lasers for chemical sensing. *Appl. Opt.*, 38(9) :1502–1505, Mar 1999. (Cité en page 20.)
- [47] Gerhard Boehm, Markus Ortsiefer, Robert Shau, Juergen Roskopf, Christian Lauer, Markus Maute, Fabian Khler, Felix Mederer, Ralf Meyer, and Markus-Christian Amann. InP-based VCSEL technology covering the wavelength range from 1.3 to 2.0 μm . *Journal of Crystal Growth*, 251(1–4) :748 – 753, 2003. (Cité en page 20.)
- [48] A. Ouvrard, A. Garnache, L. Cerutti, F. Genty, and D. Romanini. Single-frequency tunable Sb-based VCSELs emitting at 2.3 μm . *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(10) :2020–2022, October 2005. (Cité en page 20.)

- [49] M. Ortsiefer, G. Böhm, M. Grau, K. Windhorn, E. Rönneberg, J. Rosskopf, R. Shau, O. Dier, and M. C. Amann. Electrically pumped room temperature CW VCSELs with 2.3 μm emission wavelength. *Electron. Lett.*, 42(11), 2006. (Cité en page 20.)
- [50] A. Bachmann, T. Lim, K. Kashani-Shirazi, O. Dier, C. Lauer, and M.-C. Amann. Continuous-wave operation of electrically pumped GaSb-based vertical cavity surface emitting laser at 2.3 μm . *Electron. Lett.*, 44(3) :202–203, 2008. (Cité en page 20.)
- [51] A. Ducanhez, L. Cerutti, P. Grech, and F. Genty. Room-temperature continuous-wave operation of 2.3 μm Sb-based electrically pumped monolithic vertical-cavity lasers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 20(20) :1745–1747, oct.15, 2008. (Cité en page 20.)
- [52] A. Ducanhez, L. Cerutti, P. Grech, and F. Genty. GaSb-based monolithic EP-VCSEL emitting above 2.5 μm . *Electron. Lett.*, 44(23) :1357–1359, 2008. (Cité en page 20.)
- [53] A. Bachmann, K. Kashani-Shirazi, S. Arafin, and M.-C. Amann. GaSb-based VCSEL with buried tunnel junction for emission around 2.3 μm . *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 15(3) :933–940, may-june 2009. (Cité en page 20.)
- [54] L. Cerutti, A. Ducanhez, G. Narcy, P. Grech, G. Boissier, A. Garnache, E. Tournié, and F. Genty. GaSb-based VCSELs emitting in the mid-infrared wavelength range (2-3 μm) grown by MBE. *J. Cryst. Growth*, 311(7) :1912–1916, 2009. (Cité en pages 20 et 68.)
- [55] David Rittenhouse. An optical problem, proposed by Mr. Hopkinson, and solved by Mr. Rittenhouse. *Transactions of the American Philosophical Society*, 2 :201–206, 1786. (Cité en page 21.)
- [56] Max Born and Emil Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 1999. (Cité en page 22.)
- [57] Philippe Lalanne and Dominique Lemerrier-Lalanne. On the effective medium theory of subwavelength periodic structures. *Journal of Modern Optics*, 43(10) :2063–2085, 1996. (Cité en pages 22, 31, 38 et 46.)
- [58] Panfilo C. Deguzman and Gregory P. Nordin. Stacked subwavelength gratings as circular polarization filters. *Appl. Opt.*, 40(31) :5731–5737, Nov 2001. (Cité en page 23.)
- [59] S. S. Wang and R. Magnusson. Theory and applications of guided-mode resonance filters. *Appl. Opt.*, 32(14) :2606–2613, May 1993. (Cité en page 23.)
- [60] S. Goeman, S. Boons, B. Dhoedt, K. Vandeputte, K. Caekebeke, P. Van Daele, and R. Baets. First demonstration of highly reflective and highly polarization selective diffraction gratings (GIRO-gratings) for long-wavelength VCSELs. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 10(9) :1205–1207, sept. 1998. (Cité en page 23.)

- [61] C.F.R. Mateus, M.C.Y. Huang, Y. Deng, A.R. Neureuther, and C.J. Chang-Hasnain. Ultrabroadband mirror using low-index cladded subwavelength grating. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 16(2) :518–520, 2004. (Cité en pages 23, 29, 37, 61, 62, 63, 66, 69 et 75.)
- [62] C.F.R. Mateus, M.C.Y. Huang, Lu Chen, C.J. Chang-Hasnain, and Y. Suzuki. Broad-band mirror (1.12-1.62 μm) using a subwavelength grating. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(7) :1676 –1678, july 2004. (Cité en page 23.)
- [63] Tzeng Tsong Wu, Yu Cheng Syu, Shu Hsien Wu, Wei Ting Chen, Tien Chang Lu, Shing Chung Wang, Hai Pang Chiang, and Din Ping Tsai. Sub-wavelength gan-based membrane high contrast grating reflectors. *Opt. Express*, 20(18) :20551–20557, Aug 2012. (Cité en page 24.)
- [64] Eric Bisailon, Dawn Tan, Behnam Faraji, Andrew Kirk, Lukas Chrowstowski, and David V. Plant. High reflectivity air-bridge subwavelength grating reflector and Fabry-Perot cavity in AlGaAs/GaAs. *Opt. Express*, 14(7) :2573–2582, Apr 2006. (Cité en pages 24 et 59.)
- [65] Il-Sug Chung, J. Mork, P. Gilet, and A. Chelnokov. Broadband subwavelength grating mirror and its application to vertical-cavity surface-emitting laser. In *Transparent Optical Networks, 2008. ICTON 2008. 10th Anniversary International Conference on*, volume 2, pages 101 –104, june 2008. (Cité en pages 24, 114 et 116.)
- [66] G Almuneau, M Condé, O Gauthier-Lafaye, V Bardinal, and C Fontaine. High reflectivity monolithic sub-wavelength diffraction grating with GaAs/AlOx stack. *Journal of Optics*, 13(1) :015505, 2011. (Cité en pages 24 et 103.)
- [67] Frank Brückner, Tina Clausnitzer, Oliver Burmeister, Daniel Friedrich, Ernst-Bernhard Kley, Karsten Danzmann, Andreas Tünnermann, and Roman Schnabel. Monolithic dielectric surfaces as new low-loss light-matter interfaces. *Opt. Lett.*, 33(3) :264–266, Feb 2008. (Cité en page 24.)
- [68] Mehrdad Shokoo-Saremi and Robert Magnusson. Wideband leaky-mode resonance reflectors : Influence of grating profile and sublayers. *Opt. Express*, 16(22) :18249–18263, Oct 2008. (Cité en page 24.)
- [69] Juha M. Kontio, Janne Simonen, Kari Leinonen, Markku Kuittinen, and Tapio Niemi. Broadband infrared mirror using guided-mode resonance in a subwavelength germanium grating. *Opt. Lett.*, 35(15) :2564–2566, Aug 2010. (Cité en page 24.)
- [70] Justin M. Foley, Anne M. Itsuno, Tanya Das, Silviu Velicu, and Jamie D. Phillips. Broadband long-wavelength infrared Si/SiO₂ subwavelength grating reflector. *Opt. Lett.*, 37(9) :1523–1525, May 2012. (Cité en page 24.)
- [71] Deyin Zhao, Hongjun Yang, Zhenqiang Ma, and Weidong Zhou. Polarization independent broadband reflectors based on cross-stacked gratings. *Opt. Express*, 19(10) :9050–9055, May 2011. (Cité en page 24.)

- [72] Mehrdad Shokooh-Saremi and Robert Magnusson. Leaky-mode resonant reflectors with extreme bandwidths. *Opt. Lett.*, 35(8) :1121–1123, Apr 2010. (Cité en page 24.)
- [73] H Wu, J Hou, W Mo, D Gao, and Z Zhou. A multilayer-based wideband reflector utilizing a multi-subpart profile grating structure. *Journal of Optics*, 12(6) :065704, 2010. (Cité en page 24.)
- [74] Mehrdad Shokooh-Saremi and Robert Magnusson. Multi-level periodic leaky-mode resonance elements : Design and applications. *Optical Interference Coatings*, page WB2, 2010. (Cité en page 25.)
- [75] Ye Zhou, Michael Moewe, Johannes Kern, Michael C. Huang, and Connie J. Chang-Hasnain. Surface-normal emission of a high-Q resonator using a sub-wavelength high-contrast grating. *Opt. Express*, 16(22) :17282–17287, Oct 2008. (Cité en page 25.)
- [76] Vadim Karagodsky, Thai-Truong Tran, Ming Wu, and Connie J. Chang-Hasnain. Double-resonant enhancement of surface enhanced raman scattering using high contrast grating resonators. In *CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications*, page CFN1. Optical Society of America, 2011. (Cité en page 25.)
- [77] S. Boutami, B. Benbakir, X. Letartre, J. L. Leclercq, P. Regreny, and P. Viktorovitch. Ultimate vertical Fabry-Perot cavity based on single-layer photonic crystal mirrors. *Opt. Express*, 15(19) :12443–12449, Sep 2007. (Cité en page 25.)
- [78] Luca Carletti, Radu Malureanu, Jesper M rk, and Il-Sug Chung. High-index-contrast grating reflector with beam steering ability for the transmitted beam. *Opt. Express*, 19(23) :23567–23572, Nov 2011. (Cité en page 25.)
- [79] David Fattal, Jingjing Li, Zhen Peng, Marco Fiorentino, and Raymond G. Beausoleil. Flat dielectric grating reflectors with focusing abilities. *Nat Photon*, 4(7) :466–470, 07 2010. (Cité en page 25.)
- [80] Fanglu Lu, Forrest G. Sedgwick, Vadim Karagodsky, Christopher Chase, and Connie J. Chang-Hasnain. Planar high-numerical-aperture low-loss focusing reflectors and lenses using subwavelength high contrast gratings. *Opt. Express*, 18(12) :12606–12614, Jun 2010. (Cité en page 25.)
- [81] Mehmet Mutlu, Ahmet E. Akosman, and Ekmel Ozbay. Broadband circular polarizer based on high-contrast gratings. *Opt. Lett.*, 37(11) :2094–2096, Jun 2012. (Cité en page 26.)
- [82] Robert Magnusson, Mehrdad Shokooh-Saremi, and Eric G. Johnson. Guided-mode resonant wave plates. *Opt. Lett.*, 35(14) :2472–2474, Jul 2010. (Cité en page 26.)
- [83] Wei-Min Ye, Xiao-Dong Yuan, Chu-Cai Guo, and Chun Zen. Unidirectional transmission in non-symmetric gratings made of isotropic material. *Opt. Express*, 18(8) :7590–7595, Apr 2010. (Cité en page 26.)

- [84] L. Zhu, V. Karagodsky, , and C.J. Chang-Hasnain. Novel high efficiency vertical to in-plane optical coupler. In *Proceedings of SPIE*, volume 8270, 2012. (Cité en page 27.)
- [85] Ye Zhou, Vadim Karagodsky, Bala Pesala, Forrest G. Sedgwick, and Connie J. Chang-Hasnain. A novel ultra-low loss hollow-core waveguide using subwavelength high-contrast gratings. *Opt. Express*, 17(3) :1508–1517, Feb 2009. (Cité en page 27.)
- [86] Weijian Yang, James Ferrara, Karen Grutter, Anthony Yeh, Chris Chase, Yang Yue, Alan E. Willner, Ming C. Wu, and Connie J. Chang-Hasnain. Low loss hollow-core waveguide on a silicon substrate. *Nanophotonics*, 1 :23, 2012. (Cité en page 27.)
- [87] Tianbo Sun, Weijian Yang, Vadim Karagodsky, Weimin Zhou, and Connie Chang-Hasnain. Low-loss slow light inside high contrast grating waveguide. In *High Contrast Metastructures, Proc. SPIE 8270*, pages 82700A–82700A–7, 2012. (Cité en page 28.)
- [88] Kazuhiro Hane, Takashi Kobayashi, Fang-Ren Hu, and Yoshiaki Kanamori. Variable optical reflectance of a self-supported Si grating. *Applied Physics Letters*, 88(14) :141109, 2006. (Cité en page 28.)
- [89] S. Boutami, B. Ben Bakir, J.-L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, P. Viktorovitch, I. Sagnes, L. Legratiet, and M. Strassner. Highly selective and compact tunable MOEMs photonic crystal Fabry-Perot filter. *Opt. Express*, 14(8) :3129–3137, Apr 2006. (Cité en pages 28 et 29.)
- [90] Michael C. Y. Huang, Ye Zhou, and Connie J. Chang-Hasnain. A nanoelectromechanical tunable laser. *Nat. Photon.*, 2(3) :180–184, 2008. (Cité en pages 28 et 30.)
- [91] T. Ansbaek, Il-Sug Chung, E.S. Semenova, and K. Yvind. 1060-nm tunable monolithic high index contrast subwavelength grating VCSEL. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 25(4) :365–367, Feb.15,. (Cité en pages 28 et 30.)
- [92] Il-Sug Chung, Vladimir Iakovlev, Alexei Sirbu, Alexandru Mereuta, Eli Kapon, Andrei Caliman, and Jesper Mork. Broadband MEMS-tunable high-index-contrast subwavelength grating long-wavelength VCSEL. *Journal of Quantum Electronics*, 46(9) :1245–1253, 2010. (Cité en page 28.)
- [93] Michael C. Huang, Ye Zhou, and Connie J. Chang-Hasnain. Polarization mode control in high contrast subwavelength grating VCSEL. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, page CMGG5. Optical Society of America, 2008. (Cité en page 28.)
- [94] J. Jacquet. Vertical cavity laser technology for interconnection and access links, final report on 1.3/1.55 μm VCSELs. Technical report, Project AC 024 VERTICAL - Europa, 1998. (Cité en page 28.)
- [95] Haroldo Hattori, Xavier Letartre, Christian Seassal, Pedro Rojo-Romeo, Jean Leclercq, and Pierre Viktorovitch. Analysis of hybrid photonic crystal vertical

- cavity surface emitting lasers. *Opt. Express*, 11(15) :1799–1808, Jul 2003. (Cité en page 29.)
- [96] M.C.Y. Huang, Y. Zhou, and C.J. Chang-Hasnain. A surface-emitting laser incorporating a high-index-contrast subwavelength grating. *Nat. Photon.*, 1(2) :119–122, 2007. (Cité en pages 29 et 30.)
- [97] Salim Boutami, Badhise Benbakir, Jean-Louis Leclercq, and Pierre Viktorovitch. Compact and polarization controlled 1.55 μm vertical-cavity surface-emitting laser using single-layer photonic crystal mirror. *Applied Physics Letters*, 91(7) :071105, 2007. (Cité en page 30.)
- [98] Christopher Chase, Ye Zhou, and Connie J. Chang-Hasnain. Size effect of high contrast gratings in VCSELs. *Opt. Express*, 17(26) :24002–24007, Dec 2009. (Cité en pages 30, 116, 117 et 129.)
- [99] W. Hofmann, C. Chase, M. Mller, Yi Rao, C. Grasse, G. Bhm, M.-C. Amann, and C.J. Chang-Hasnain. Long-wavelength high-contrast grating vertical-cavity surface-emitting laser. *Photonics Journal, IEEE*, 2(3) :415–422, june 2010. (Cité en page 30.)
- [100] Christopher Chase, Yi Rao, Werner Hofmann, and Connie J. Chang-Hasnain. 1550 nm high contrast grating VCSEL. *Opt. Express*, 18(15) :15461–15466, Jul 2010. (Cité en page 30.)
- [101] C. Sciancalepore, B.B. Bakir, X. Letartre, J. Harduin, N. Olivier, C. Seassal, J. Fedeli, and P. Viktorovitch. CMOS-compatible ultra-compact 1.55- μm emitting VCSELs using double photonic crystal mirrors. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 24(6) :455–457, march15, 2012. (Cité en pages 30 et 116.)
- [102] I.C. Botten, M.S. Craig, R.C. McPhedran, J.L. Adams, and J.R. Andrewartha. The dielectric lamellar diffraction grating. *Optica Acta : International Journal of Optics*, 28(3) :413–428, 1981. (Cité en pages 31 et 32.)
- [103] Vadim Karagodsky, Forrest G. Sedgwick, and Connie J. Chang-Hasnain. Theoretical analysis of subwavelength high contrast grating reflectors. *Opt. Express*, 18(16) :16973–16988, Aug 2010. (Cité en pages 32, 38, 40, 41, 53 et 118.)
- [104] Guillaume Gomard, Romain Peretti, Xavier Letartre, and Emmanuel Drouard. Propagation of an electromagnetic lightwave through isolated or periodically arranged openings. Vol.1, No.1 / INL Communications : Tools for photonics, February 2012. (Cité en pages 32 et 38.)
- [105] T. Clausnitzer, T. Kämpfe, E.-B. Kley, A. Tünnermann, U. Peschel, A. V. Tishchenko, and O. Parriaux. An intelligible explanation of highly-efficient diffraction in deep dielectric rectangular transmission gratings. *Opt. Express*, 13(26) :10448–10456, Dec 2005. (Cité en page 36.)
- [106] Vadim Karagodsky and Connie J. Chang-Hasnain. Physics of near-wavelength high contrast gratings. *Opt. Express*, 20(10) :10888–10895, May 2012. (Cité en page 41.)

- [107] F Montiel and M Neviere. Differential theory of gratings : extension to deep gratings of arbitrary profile and permittivity through the R-matrix propagation algorithm. *JOSA A*, 11(12) :3241–3250, 1994. (Cité en page 42.)
- [108] J Chandezon, MT Dupuis, G Cornet, and D Maystre. Multicoated gratings : a differential formalism applicable in the entire optical region. *JOSA*, 72(7) :839–846, 1982. (Cité en page 42.)
- [109] M. G. Moharam and T. K. Gaylord. Coupled-wave analysis of reflection gratings. *Appl. Opt.*, 20(2) :240–244, 1981. (Cité en page 42.)
- [110] Lifeng Li. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *JOSA A*, 14(10) :2758–2767, 1997. (Cité en page 42.)
- [111] Lifeng Li. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13(5) :1024–1035, May 1996. (Cité en page 42.)
- [112] M. G. Moharam, Drew A. Pommet, Eric B. Grann, and T. K. Gaylord. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings : enhanced transmittance matrix approach. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12(5) :1077–1086, 1995. (Cité en pages 43 et 46.)
- [113] Jean Paul Hugonin and Philippe Lalanne. Perfectly matched layers as nonlinear coordinate transforms : a generalized formalization. *J. Opt. Soc. Am. A*, 22(9) :1844–1849, Sep 2005. (Cité en pages 46 et 116.)
- [114] Unigit a rigorous grating solver. <http://www.unigit.com/>. (Cité en page 46.)
- [115] P. Lalanne and J.P. Hugonin. Reticolo software. <http://www.lcf.institutoptique.fr/GROUPES-de-recherche/Nanophotonique-et-Electromagnetisme/Themes-de-recherche/Computational-electrodynamics/Commercial-software>. (Cité en page 46.)
- [116] Helmut Rathgen. mrcwa - multilayer rigorous coupled wave analysis. <http://mrcwa.sourceforge.net/>. (Cité en pages 46 et 53.)
- [117] Lei Zhang. Ricwaa - rigorous coupled wave analysis (rcwa). <http://www-personal.umich.edu/~zlei/>. (Cité en page 46.)
- [118] P. Bienstman et al. CAMFR. <http://camfr.sourceforge.net/>, 2007. (Cité en pages 46, 106 et 114.)
- [119] W. A. Stein et al. *Sage Mathematics Software (Version 5.6)*. The Sage Development Team, 2013. <http://www.sagemath.org>. (Cité en page 46.)
- [120] Mehrdad Shokooh-Saremi and Robert Magnusson. Particle swarm optimization and its application to the design of diffraction grating filters. *Opt. Lett.*, 32(8) :894–896, Apr 2007. (Cité en pages 59 et 95.)
- [121] Huaming Wu, Wenqin Mo, Jin Hou, Dingshan Gao, Ran Hao, Hong Jiang, Ruimin Guo, Wenhua Wu, and Zhiping Zhou. A high performance polarization independent reflector based on a multilayered configuration grating structure. *Journal of Optics*, 12(4) :045703, 2010. (Cité en page 59.)

- [122] David E. Goldberg. *Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning*. Addison-Wesley Longman Publishing Co., Inc., Boston, MA, USA, 1989. (Cité en pages 61 et 63.)
- [123] Dmitry L. Kroshko. OpenOpt 0.27. <http://openopt.org/>, December 2009. (Cité en page 61.)
- [124] Donald Goodman. Galileo 1.0b. <http://sourceforge.net/projects/galileo/>, February 2003. (Cité en page 61.)
- [125] C. Chevallier, N. Fressengeas, F. Genty, and J. Jacquet. Optimized sub-wavelength grating mirror design for mid-infrared wavelength range. *Appl. Phys. A- Mater.*, 103(4) :1139–1144, 2011. (Cité en pages 63, 73 et 103.)
- [126] Rainer Storn and Kenneth Price. Differential evolution - a simple and efficient adaptive scheme for global optimization over continuous spaces. Technical Report TR-95-012, ICSI : International Computer Science Institute, 1995. (Cité en page 64.)
- [127] Rainer Storn and Kenneth Price. Differential evolution - a simple and efficient heuristic for global optimization over continuous spaces. *Journal of Global Optimization*, 11 :341–359, 1997. 10.1023/A :1008202821328. (Cité en pages 64 et 65.)
- [128] Vitaliy Feoktistov. *Differential Evolution*, volume 5 of *Optimization and Its Applications*. Springer US, 2006. 10.1007/978-0-387-36896-2_1. (Cité en pages 64 et 65.)
- [129] Alberto Coloni, Marco Dorigo, Vittorio Maniezzo, et al. Distributed optimization by ant colonies. In *Proceedings of the first European conference on artificial life*, volume 142, pages 134–142. Paris, France, 1991. (Cité en page 64.)
- [130] C. Alibert, M. Skouri, A. Joullie, M. Benouna, and S. Sadiq. Refractive indices of AlSb and GaSb-lattice-matched AlGaAsSb in the transparent wavelength region. *Journal of Applied Physics*, 69(5) :3208+, 1991. (Cité en page 69.)
- [131] Richard A Soref, Stephen J Emelett, and Walter R Buchwald. Silicon wave-guided components for the long-wave infrared region. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 8(10) :840, 2006. (Cité en page 75.)
- [132] C. Chevallier, N. Fressengeas, F. Genty, and J. Jacquet. Optimized Si/SiO₂ high contrast grating mirror design for mid-infrared wavelength range : Robustness enhancement. *Optics & Laser Technology*, 44(3) :626 – 630, 2012. (Cité en pages 75 et 93.)
- [133] C. Chevallier, N. Fressengeas, F. Genty, and J. Jacquet. Robust design of Si/Si₃N₄ high contrast grating mirror for mid-infrared VCSEL application. *Optical and Quantum Electronics*, 44 :169–174, 2012. 10.1007/s11082-012-9578-8. (Cité en pages 76, 88, 89 et 103.)
- [134] A. Bek, A. Aydinli, J. G. Champlain, R. Naone, and N. Dagli. A study of wet oxidized AlGaAs for integrated optics. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(4) :436–438, April 1999. (Cité en page 80.)

- [135] Youness Laaroussi. *Nouvelles approches technologiques pour la fabrication de Lasers à émission verticale dans le moyen infrarouge*. PhD thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. Chapitre 3, Section II.5.1. (Cité en page 80.)
- [136] Y. Laaroussi, C. Chevallier, F. Genty, N. Fressengeas, L. Cerutti, T. Taliercio, O. Gauthier-Lafaye, P.-F. Calmon, B. Reig, J. Jacquet, and G. Almuneau. Oxide confinement and high contrast grating mirrors for mid-infrared VCSELs. *Optical Materials Express*, soumis. (Cité en page 82.)
- [137] S.S. Murtaza and J.C. Campbell. Effects of variations in layer thicknesses on the reflectivity spectra of semiconductor bragg mirrors. *Journal of Applied Physics*, 77(8) :3641–3644, 1995. (Cité en page 87.)
- [138] Ye Zhou, M.C.Y. Huang, and C.J. Chang-Hasnain. Large fabrication tolerance for VCSELs using high-contrast grating. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 20(6) :434 –436, march15, 2008. (Cité en page 88.)
- [139] Palaniappan Ramu, Xueyong Qu, Byeng Dong Youn, Raphael T. Haftka, and Kyung K. Choi. Inverse reliability measures and reliability-based design optimisation. *International Journal of Reliability and Safety*, 1 :187–205(19), 31 August 2006. (Cité en page 94.)
- [140] R. Eberhart and J. Kennedy. A new optimizer using particle swarm theory. pages 39–43, 1995. (Cité en page 95.)
- [141] Y. del Valle, G.K. Venayagamoorthy, S. Mohagheghi, J.-C. Hernandez, and R.G. Harley. Particle swarm optimization : Basic concepts, variants and applications in power systems. *Evolutionary Computation, IEEE Transactions on*, 12(2) :171 –195, april 2008. (Cité en pages 95, 96 et 97.)
- [142] J. F. Schutte, J. A. Reinbolt, B. J. Fregly, R. T. Haftka, and A. D. George. Parallel global optimization with the particle swarm algorithm. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 61(13) :2296–2315, 2004. (Cité en pages 95 et 96.)
- [143] Marco Lombardi and Raphael T. Haftka. Anti-optimization technique for structural design under load uncertainties. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 157(1-2) :19 – 31, 1998. (Cité en pages 101 et 102.)
- [144] I. Elishakoff, R.T. Haftka, and J. Fang. Structural design under bounded uncertainty–optimization with anti-optimization. *Computers & Structures*, 53(6) :1401 – 1405, 1994. (Cité en page 101.)
- [145] Christyves Chevallier, Nicolas Fressengeas, Frederic Genty, Joel Jacquet, Youness Laaroussi, Guilhem Almuneau, Dorian Sanchez, Laurent Cerutti, and Thierry Taliercio. Optimized GaAs high contrast grating design and fabrication for mid-infrared application at 2.3 μm . In *Frontiers in Optics 2011/Laser Science XXVII*, page FWS5. Optical Society of America, 2011. (Cité en page 113.)
- [146] Y. Laaroussi, O. Gauthier-Lafaye, L. Bouscayrol, C. Fontaine, L. Cerutti, T. Taliercio, C. Chevallier, F. Genty, N. Fressengeas, and G. Almuneau.

- AlOx/GaAs high contrast grating mirrors for mid infrared VCSELs. In *Transparent Optical Networks (ICTON), 2012 14th International Conference on*, 2012. (Cité en pages 113 et 114.)
- [147] Lumerical solutions, inc. version 7.5, <http://www.lumerical.com/tcad-products/fdtd/>. (Cité en page 114.)
- [148] Y Laaroussi, G Almuneau, D Sanchez, and L Cerutti. Efficient lateral confinement by an oxide aperture in a mid-infrared GaSb-based vertical light-emitting source. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 44(14) :142001, 2011. (Cité en page 117.)
- [149] Pochi Yeh. *Optical waves in layered media*, volume 95. Wiley New York, 1988. (Cité en page 118.)
- [150] P. Debernardi, R. Orta, T. Grundl, and Markus-Christian Amann. 3-D vectorial optical model for high-contrast grating vertical-cavity surface-emitting lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 49(2) :137–145, 2013. (Cité en page 122.)
- [151] D.W. Prather. *Photonic Crystals, Theory, Applications and Fabrication*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2009. (Cité en pages 122 et 123.)

Liste des publications

1. C. Chevallier, N. Fressengeas, F. Genty et J. Jacquet, Robust design by anti-optimization for parameter tolerant GaAs/AlOx High Contrast Grating mirror for VCSEL application, *Journal of Lightwave Technology*; DOI : [10.1109/JLT.2013.2282871](https://doi.org/10.1109/JLT.2013.2282871)
2. Y. Laaroussi, C. Chevallier, F. Genty, N. Fressengeas, L. Cerutti, T. Taliercio, O. Gauthier-Lafaye, P.F. Calmon, B. Reig, J. Jacquet, G. Almuneau, Oxide confinement and high contrast grating mirrors for Mid-infrared VCSELs, *Optical Material Express*, **3** (10) 1576-1585 (2013); DOI : [10.1364/OME.3.001576](https://doi.org/10.1364/OME.3.001576)
3. C. Chevallier, N. Fressengeas, F. Genty et J. Jacquet, Robust design of Si/Si₃N₄ high contrast grating mirror for mid-infrared VCSEL application, *Optical and Quantum Electronics*, **44**(3) 169-174 (2012) DOI : [10.1007/s11082-012-9578-8](https://doi.org/10.1007/s11082-012-9578-8)
4. C. Chevallier, F. Genty, N. Fressengeas et J. Jacquet, Optimized Si/SiO₂ high contrast grating mirror design for mid-infrared wavelength range : robustness enhancement, *Optics and Laser Technology*, **44** 626-630 (2012) DOI : [10.1016/j.optlastec.2011.09.010](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2011.09.010)
5. C. Chevallier, N. Fressengeas, F. Genty et J. Jacquet, Mid-infrared sub-wavelength grating mirror design : tolerance and influence of technological constraints, *Journal of Optics*, **13**(12) 125502 (2011) DOI : [10.1088/2040-8978/13/12/125502](https://doi.org/10.1088/2040-8978/13/12/125502)
6. C. Chevallier, N. Fressengeas, F. Genty et J. Jacquet, Optimized sub-wavelength grating mirror design for mid-infrared wavelength range, *Applied Physics A* , **103**(4) :1139–1144 (2011) DOI :[10.1007/s00339-010-6059-4](https://doi.org/10.1007/s00339-010-6059-4)

Conception de miroirs à réseau sub-longueur d'onde pour application VCSEL dans le moyen infrarouge

Les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) à base d'antimoniures dans le moyen infrarouge permettent le développement et l'amélioration d'applications telles que la détection de gaz polluants. De nouveaux miroirs à réseaux à haut contraste d'indice (HCG) ont montré un pouvoir réflecteur comparable voire supérieur aux miroirs de Bragg conventionnels avec un gain d'épaisseur d'un facteur 10 tout en offrant un effet polarisant. L'insertion de ce nouveau type de miroir au sein d'une structure VCSEL présente ainsi des avantages prometteurs pour améliorer les propriétés de ces composants pour une émission dans le moyen infrarouge. Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse concerne la conception de miroirs HCG qui répondent aux exigences d'une intégration VCSEL en prenant en compte les contraintes technologiques et la tolérance aux erreurs de fabrication. Pour cela, dans un premier temps, un algorithme d'optimisation global a été combiné à une méthode de simulation numérique de réseaux (RCWA) afin d'automatiser la conception de miroirs. L'étude précise des tolérances des paramètres géométriques du réseau a été menée pour pouvoir ensuite développer un algorithme d'optimisation robuste. Cet algorithme permet ainsi d'obtenir non seulement un miroir répondant aux exigences de réflectivités définies par l'utilisateur mais également de conserver ces performances pour de larges gammes de tolérances. Enfin, dans une dernière partie, l'intégration du miroir à réseau dans un VCSEL a été simulée par une méthode aux différences finies (FDTD) pour étudier le fonctionnement d'un composant complet.

Mots clés : Moyen infrarouge, Laser à cavité verticale émettant par la surface, réseau à haut contraste d'indice, Réseau de diffraction proche longueur d'onde, Miroir à réseau, Optimisation robuste, Tolérance de fabrication

Design of high contrast grating mirrors for a mid infrared VCSEL application

In the mid infrared wavelength range, Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSEL) based on the antimony alloy is a promising solution to develop and enhance numerous applications such as polluting gas sensing. A new type of mirror based on High Contrast Grating (HCG) structures has shown similar reflectivities than the Bragg mirrors which are usually used in VCSELs. However, with a polarization selectivity and a reduction in thickness of a factor of 10, HCG mirrors can advantageously replace Bragg reflectors to enhance the properties of mid infrared VCSEL structures. The work presented in this manuscript is devoted to the design of high contrast grating mirrors for a VCSEL application and takes precisely into account the technological constraints and tolerance of fabrication. In a first part, a global optimization algorithm has been combined to a numerical analysis of grating structures (RCWA) to automatically design HCG mirrors for a VCSEL application. In a second part of this work, the tolerances of the grating dimensions have been precisely studied which has lead to the development of a robust optimization algorithm. This algorithm allows to design high contrast gratings which exhibit not only a high efficiency but also large tolerance values required by the manufacturing process. Finally, in a last part, a VCSEL structure using a high contrast grating as top mirror has been designed and simulated by FDTD to validate the use of HCG presented previously in a VCSEL structure.

Keywords : Mid infrared, Vertical cavity surface emitting laser, High contrast grating, Near wavelength diffraction grating, Grating mirror, Robust optimization, Tolerance analysis